SERIE A, No 2186
No. D'ORDRE 3057

THESES

PRESENTEES

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ROBERT J. WALEN

1re **THESE.** — RECHERCHES SUR LA MESURE DES RADIATIONS THERMIQUES PAR LEUR ENERGIE UTILISABLE

2e **THESE.** — PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

Soutenues le 14 Juin 1946 devant la Commission d'examen

MM. A. DEBIERNE, Président
G. RIBAUD
LUCAS
Mme. JOLIOT-CURIE
Examinateurs

IMPRIME PAR
NORTH-HOLLAND PUBLISHING CO.
AMSTERDAM

1946

FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

Nom du Candidat : **WALEN**

Prénoms : **Robert J.**

Date de la soutenance : .....

Numéro d'ordre : .....

(Ces deux mentions seront complétées par le service de la Bibliothèque.)

WALEN (Robert J.) - Recherches sur la mesure des radiations thermiques par leur énergie utilisable. Amsterdam, North-Holland Publishing C°., 1948, In 8°, 135 p., 71 fig. - *Th. Sc. Phys. Paris 1946, Sér, A. 2186, N° 3057.*

WALEN (Robert J.) - Recherches sur la mesure des radiations thermiques par leur énergie utilisable. Amsterdam, North-Holland Publishing C°., 1948, In 8°, 135 p., 71 fig. - *Th. Sc. Phys. Paris 1946, Sér. A. 2186, N° 3057.*

WALEN (Robert J.) - Recherches sur la mesure des radiations thermiques par leur énergie utilisable. Amsterdam, North-Holland Publishing C°., 1948, In 8°, 135 p., 71 fig. - *Th. Sc. Phys. Paris 1946. Sér, A. 2186, N° 3057.*

WALEN (Robert J.) - Recherches sur la mesure des radiations thermiques par leur énergie utilisable. Amsterdam, North-Holland Publishing C°., 1948. In 8°, 135 p., 71 fig. - *Th. Sc. Phys. Paris 1946 Sér. A. 2186, N° 3057.*

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550021_0013

RECHERCHES SUR LA MESURE DES RADIATIONS THERMIQUES PAR LEUR ENERGIE UTILISABLE

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen..... M. Paul MONTEL

PROFESSEURS

P. MONTEL	T	Théorie des Fonctions.
L. BLARINGHEM	T	Botanique.
G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
C. MAUGUIN	T	Minéralogie.
A. MICHEL-LÉVY	T	Pétrographie.
A. DENJOY	T	Géométrie supérieure.
L. LUTAUD	T	Géographie physique et géologie dynamique.
E. DARMOIS	T	Enseignement de Physique.
A. DEBIERNE	T	Electronique et Radioactivité.
M. JAVILLIER	T	Chimie biologique.
Robert LÉVY	T	Physiologie comparée.
Henri VILLAT	T	Mécanique des fluides et applications.
Ch. JACOB	T	Géologie.
P. PASCAL	T	Chimie générale.
M. FRÉCHET	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.
E. ESCLANGON	T	Astronomie.
Mme RAMART-LUCAS	T	Chimie organique.
H. BÉGHIN	T	Mécanique physique et expérimentale.
FOCH	T	Mécanique expérimentale des fluides.
PAUTHENIER	T	Electrotechnique générale.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.
JOB	T	Chimie générale.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.
VILLEY	T	Mécanique appliquée.
COMBES	T	Physiologie végétale.
GARNIER	T	Application de l'analyse à la Géométrie.
PÉRÈS	T	Mécanique rationnelle.
HACKSPILL	T	Chimie minérale.
LAUGIER	T	Physiologie générale.
TOUSSAINT		Technique Aéronautique.
M. CURIE		Physique (P.C.B.).
G. RIBAUD	T	Hautes températures.
CHAZY	T	Mécanique analytique.
GAULT	T	Chimie appliquée.
CROZE	T	Physique théorique et Physique céleste.
DUPONT	T	Théories chimiques.
LANQUINE	T	Géologie structurale et géologie appliquée.
VALIRON	T	Calcul différentiel et Calcul intégral.
BARRABÉ		Géologie structurale et géologie appliquée.
F. PERRIN		Théories physiques.
VAVON	T	Analyse et mesures chimiques.
G. DARMOIS	T	Mathématiques générales.
CHATTON	T	Biologie maritime.
AUBEL		Chimie biologique.
Jacques BOURCART		Géographie physique et Géologie dynamique.
Mme JOLIOT-CURIE		Physique générale et Radioactivité.
PLANTEFOL	T	Botanique.
CABANNES	T	Recherches physiques.
GRASSE	T	Zoologie (Evolution des êtres organisés).
PRÉVOST		Chimie organique.
BOULIGAND		Mathématiques.
CHAUDRON		Chimie.
WYART		Minéralogie.
TEISSIER	T	Zoologie.
MANGENOT	T	Biologie végétale.
P. AUGER	T	Physique quantique et relativité.
MONNIER		Physiologie générale.
PIVETEAU		Géologie.
ROCARD		Physique.
H. CARTAN		Calcul différentiel.
SCHAEFFER	T	Physiologie des fonctions.
LAFFITTE		Chimie (P.C.B.).
LERAY		Mécanique théorique des fluides.
FAVART		Calcul des probabilités et Physique-Mathématique.
COULOMB	T	Physique du globe.
Mlle COUSIN		Biologie animale (P.C.B.).
CHRÉTIEN		Analyse et mesures chimiques.
DRACH		Evolution des êtres organisés.
CHATELET	T	Arithmétique et théorie des nombres.
EPHRUSSI	T	Génétique.
WURMSER	T	Biologie physico-chimique.
KASTLER		Physique.
BAUER	T	Chimie-Physique.
RIVIÈRE		Géologie.

Secrétaire ..... CH. MONIER

SERIE A, No 2186
No. D'ORDRE 3057

THESES

PRESENTEES

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ROBERT J. WALEN

1re **THESE.** — RECHERCHES SUR LA MESURE DES RADIATIONS THERMIQUES PAR LEUR ENERGIE UTILISABLE

2e **THESE.** — PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

Soutenues le 14 Juin 1946 devant la Commission d'examen

MM.	A. DEBIERNE,	Président
	G. RIBAUD	Examinateurs
	LUCAS	Examinateurs
Mme.	JOLIOT-CURIE	Examinateurs

IMPRIME PAR
NORTH-HOLLAND PUBLISHING CO.
AMSTERDAM

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Le présent travail a trait aux différentes transformations énergétiques qui permettent, en partant d'un rayonnement électromagnétique non susceptible de fournir un effet sélectif, d'aboutir à une forme d'énergie directement mesurable. Cette étude porte plus particulièrement sur la méthode consistant à échauffer avec le rayonnement en question un gaz dont la dilatation permet de disposer d'une fraction de l'énergie dite utilisable. Le principe est en fait très ancien et fut à l'origine du premier appareil détectant les radiations infrarouges. Sous sa forme primitive (fig. 1), c'était simplement un thermomètre à gaz réalisant la plus grande sensibilité possible.

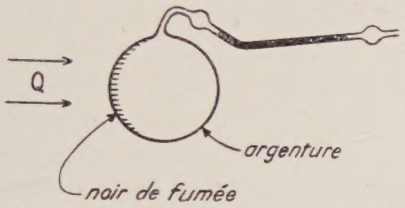


Fig. 1.

Ultérieurement ce mode d'observation tomba vite dans l'oubli lors des découvertes successives du bolomètre, de la pile thermo-électrique et du radiomètre. Ces instruments joignaient en effet une plus grande sensibilité à des dimensions très réduites, condition avantageuse pour les mesures de lignes spectrales.

Il semble qu'aujourd'hui cet oubli mérite d'être révisé et que, dans certaines applications, la méthode de la dilatation des gaz peut fournir des résultats intéressants. C'est dans ce but que nous avons voulu examiner plus à fond les possibilités théoriques et pratiques de cette transformation énergétique, en nous limitant toutes fois au mode d'observation électrique de l'énergie recueillie.

I. INTRODUCTION

1. *Energie radiante.*

Toute radiation électro-magnétique constitue de l'énergie radiante. L'observation d'une radiation électro-magnétique est toujours basée sur une ou plusieurs transformations successives de l'énergie. La seule manifestation directe de ces radiations est en effet la pression qu'elles exercent sur tout objet matériel, donnant lieu à une force déterminée par l'équation

$$\vec{F} = \frac{\vec{E}_i - \vec{E}_r}{c}$$

où $\vec{E}_i$ est le vecteur résultant des énergies incidentes, $\vec{E}_r$ le vecteur résultant des énergies diffusées, réfléchies et réfractée, c étant la vitesse de la lumière.

La „pression de la lumière" a l'avantage d'être un phénomène indépendant de la longueur d'onde dans la mesure où le rapport $\vec{E}_r / \vec{E}_i$ l'est lui même. C'est cependant un effet dont la grandeur est trop faible pour être d'un usage possible dans un but de mesure.

Cette méthode mise à part, on est conduit dans tous les autres cas à utiliser une ou des formes d'énergie intermédiaire avant d'aboutir à l'organe final qui rend perceptible l'énergie.

De façon générale, la première transformation est le transfert de l'énergie des radiations aux electrons de la matière interposée. Suivant la „qualité" de la radiation, c'est à dire suivant sa longueur d'onde, une partie plus ou moins grande de ces électrons sont observables de façon directe: effet Compton, effet photo-electrique, cellules à couche semi-conductrice, variation de conductibilité des diélectriques, etc. Ces divers sont dits sélectifs parceque, pour une substance donnée, ils ne se produisent que dans certains intervalles donnés de longueur d'onde. Au delà d'une longueur d'onde limite située dans le proche infra-rouge (2 à 2,5 μ), aucun de ces effets ne se manifeste plus de façon mesurable.

Il ne reste alors plus qu'à utiliser une seconde transformation d'énergie: celle de l'énergie des électrons en agitation thermique ou chaleur. L'observation de la chaleur repose la plupart du temps sur la ransformation de l'énergie thermique en énergie mécanique ou électrique, transformation limitée en rendement par le principe de Carnot et ayant par conséquent un rendement désastreusement faible. Il est encore possible d'utiliser la chaleur sans transformation ultérieure, en détectant celle-ci au moyen de la variation qu'elle provoque dans une qualité ou une propriété d'un corps et en s'aidant d'une source d'énergie auxiliaire (bolomètre, par ex.). Comme on le verra plus loin, ce mécanisme n'est pas plus favorable que ceux faisant intervenir le principe de Carnot.

Il existe enfin un domaine de très grande longueur d'onde (plus de 1 cm.) où le champ magnétique des radiations permet de les déceler par les courants qu'elles induisent dans un circuit récepteur. La notion de quantum d'énergie perd beaucoup de sa signification dans ce domaine. On peut tout au plus remarquer que si l'on admet leur existence, les trains d'onde représentant ces quanta ont des dimensions énormes de manière qu'à tout rayonnement décelable correspond, en un point de l'espace, la superposition d'un nombre considérable de ces quanta. La détection par courants induits implique donc que tous ces paquets d'onde soient en phase, condition d'ailleurs remplie par le mode même de production de ces rayonnements (émission par circuit oscillant). Ici, la transformation radiation — énergie électrique se fait alors avec un rendement proche de l'unité. Si la condition de l'émission en phase n'est pas remplie (émission d'un corps dans l'infra-rouge très lointain), il faut, pour la réception, recourir soit à une méthode non sélective avec, comme intermédiaire, la chaleur et son rendement déplorable, soit à un circuit oscillant sur lequel agira le vecteur résultant de la sommation d'un grand nombre de vecteurs avec des phases réparties au hasard. Ce dernier mode de mesure, encore non réalisé aujourd'hui, n'est réalisable que dans un étroit domaine de longueur d'onde où est possible un compromis satisfaisant entre les dimensions du circuit oscillant et le nombre de quanta qui se superposent dans le temps et dans l'espace. Le tableau ci dessous résume, dans les trois cas qui viennent d'être examinés, la loi qui relie la variation de l'énergie incidente à celle de l'énergie rendue disponible pour la mesure (W):

	W est proportionnel à:		
	limite $E = 0$	valeurs moyennes	limite $E = \infty$
circuit oscillant quanta en phase	E	E	E
circuit oscillant phases au hasard	E	$\sqrt{E}$	$\sqrt{E}$
intermédiaire chaleur . .	E^2	E^2	E

Dans ce qui suivra, nous allons nous occuper spécialement des méthodes non sélectives qui sont généralement réservées au domaine des radiation infrarouges (1 μ jusqu'à 1000 μ).

2. *Rendement et sensibilité limite des appareils non sélectifs.*

Dans tous les cas où l'on désire faire des mesures de grande sensibilité dans l'infrarouge, deux conditions sont à réaliser:

a. L'absorbant dans lequel les radiations se transforment en chaleur doit avoir une petite masse, afin que l'obtention d'une température limite ne soit pas de trop longue durée.

b. Cet organe étant très sensible aux perturbations (par exemple, courants d'air), il faut le séparer du milieu extérieur par une enceinte fermée permettant éventuellement de faire le vide.

Ceci veut dire en pratique que, pour la radiation considérée, on doit pouvoir trouver deux substances dont l'une est très absorbante (absorption totale en quelques microns), l'autre étant transparente sous des épaisseurs notables (si possible quelques mm). Cette condition est réalisable dans tout le domaine infrarouge sauf dans la bande de 25 à 50 μ où l'on doit se contenter de fenêtres très minces.

Avant de passer à l'étude proprement dite de la méthode utilisant la dilatation des gaz, nous croyons utile de passer en revue les divers instruments non sélectifs, au double point de vue de la sensibilité et de la limite de sensibilité, et en prenant des hypothèses de départ identiques dans la mesure du possible. Ceci permettra de comparer entre elles les diverses méthodes en tant que résultats pratiques et possibilités théoriques.

A. Appareils utilisant la transformation chaleur-énergie.

Soit d'une part un récepteur, par exemple une feuille absorbante, échauffée par les radiations, et dans laquelle se fait la transformation de la chaleur en énergie mécanique ou électrique.

Soit d'autre part un instrument de mesure constitué essentiellement par un organe mobile quelconque dont le déplacement donne la mesure de l'énergie qui lui est appliquée. Cet instrument peut, théoriquement, avoir un rendement égal à 1. Tel serait par exemple le cas d'un galvanomètre de faible résistance sans couple de rappel (fluxmètre) où, après une impulsion électrique de durée infiniment courte, un contact couperait le circuit de manière que, l'amortissement étant nul, le mouvement du cadre ne serait pas freiné et permettrait une mesure de la vitesse de celui-ci. Soit en pratique **T** le travail fourni à l'instrument idéal qui est couplé à la source d'énergie qui débite W par seconde. En posant $\theta = \frac{\mathbf{T}}{W}$, θ est le temps pendant lequel on utilise l'énergie disponible, c'est donc en pratique la durée d'une mesure pour un instrument sans couple de rappel, puisqu'en réalité on ne peut couper un circuit parcouru par des courants très faibles sans y apporter de graves perturbations. S'il y a un couple de rappel, θ sera de l'ordre de grandeur de la constante de temps ou de la demi-période suivant que l'instrument est amorti ou non.

Cherchons quel est le flux d'énergie qui, tombant sur le récepteur, donnera à l'équipage mobile de l'instrument une déviation moyenne égale à l'amplitude moyenne des fluctuations spontanées. Soit E cette énergie. Elle tombe sur un récepteur de surface s qui, dans le cas le plus favorable (feuille plane placée dans le vide) perd la chaleur par rayonnement par sa face irradiée seulement, l'autre face ayantun coëfficient d'émission négligeable (métalisation brillante).

En appliquant les lois du rayonnement du corps noir, on aura à l'état de régime: $E = s\sigma\,(T^4 - T_0^4) = 4\,s\sigma T_0^3\,\triangle T$ (σ: constante de Stephan).

En faisant fonctionner le récepteur comme une machine thermique, le rendement maximum est celui de Carnot: $\frac{\triangle T}{T_0}$. La puissance

maximum receuillable est donc:

$$P = E\frac{\Delta T}{T_0} = \frac{E^2}{4s\sigma T_0^4}.$$

Cette puissance est appliquée à l'instrument de mesure dont l'équipage mobile effectue des mouvements spontanés correspondant à une énergie désordonnée $\frac{KT_0}{2}$ (K: constante de Boltzmann). L'énergie à fournir à l'équipage pour lui donner la déviation moyenne demandée sera.

$$\theta P = \frac{KT_0}{2} = \frac{\theta E^2}{4s\sigma T_0^4}.$$

Bien entendu, le récepteur lui même est sujet à des fluctuations de température, mais celles ci se produisent avant la transformation faisant intervenir le rendement de Carnot et peuvent donc être négligées. La limite de sensibilité sera donc: $E = \sqrt{2}\, K^{\frac{1}{4}} \sigma^{\frac{1}{2}} T_0^{\frac{5}{4}} \sqrt{\frac{s}{\theta}}$

Soit, à la température ordinaire de 300° K:

$$E_{min} = 1{,}9 \cdot 10^{-11} \sqrt{\frac{s}{\theta}} \text{ watts.}$$

Ce résultat est encore valable lorsque l'instrument de mesure est une lampe à plusieurs électrodes: le circuit d'entrée est le siège de fluctuations de potentiel s'exprimant au moyen de $KT/2$ et d'un facteur peu différent de 1.

Il faut remarquer qu'en pratique la sensibilité limite est toujours plus faible. Parmi les principales raisons à cela on peut citer:

a. La transformation de la chaleur en énergie se fait généralement suivant des procédés impliquant un rendement beaucoup moindre que celui de Carnot. La pile thermo-électrique possède, par exemple, un rendement dont le maximum théorique est inférieur à 1 % de celui de Carnot. Le radiomètre est encore plus désavantagé et se situe près de 0,001.

b. On n'arrive pas à constituer un instrument de mesure ayant réellement un rendement égal à un. Pour le galvanomètre, par exemple, on n'utilise pas l'énergie cinétique de l'équipage, mais on

observe la déviation atteinte après un certain temps, c'est à dire l'énergie de torsion fournie au fil de suspension. Plusieurs auteurs ont calculé l'effet utile du galvanomètre: au regime critique l'effet utile, c'est à dire le rapport de l'énergie de torsion à l'énergie électrique fournie est au maximum égale à 0,214 pour une mesure de durée égale à la moitié de la période d'oscillation. Le galvanomètre à résonance mécanique possède un rendement encore plus mauvais. Un procédé utilisant l'énergie cinétique de l'équipage fournirait un bien meilleur résultat, mais n'a pas encore été trouvé.

c. L'énergie utilisable se manifeste sous forme d'une différence de potentiel. Le mouvement de l'équipage mobile crée une force électro-motrice qui s'oppose à la différence de potentiel: toute l'énergie disponible n'est pas utilisée. Les deux dernières raisons résultent en fait de ce qu'à un circuit sensible on ne peut adjoindre des contacts qui permettraient de constituer un instrument fonctionnant comme un moteur et ayant par conséquent un bon rendement.

B. Bolomètre.

Le principe du bolomètre ne repose pas sur la transformation de la chaleur en une autre forme d'énergie: la chaleur y est utilisée pour faire varier une propriété d'un corps. Dans le cas du bolomètre, c'est la résistance d'une petite feuille conductrice et absorbante.

L'exemple de cet instrument est intéressant d'une part par le fait de l'utilisation d'une source auxiliaire d'énergie, d'autre part par l'absence du rendement maximum de Carnot inhérent à la transformation de l'énergie calorifique.

Nous chercherons, comme précédemment, quelle est l'énergie que l'on peut receuillir aux bornes de l'appareil récepteur dans les meilleures conditions possibles.

Dans ce qui suit, l'instrument de mesure sera figuré par une résistance ohmique *r*. Ceci peut paraitre très arbitraire, car tout appareil transformant l'énergie électrique en énergie mécanique possède précisément de la self et de la capacité. Mais dans un calcul d'ordre de grandeur comme celui qui va suivre, il ne saurait être question de faire intervenir toutes les grandeurs caractéristiques d'un instrument de mesure, ceci d'autant plus que cet instrument n'y est pas explicité. La résistance *r* correspondra pour cela à la valeur

moyenne du rapport $\frac{e}{i}$ (tension aux bornes et courant traversant l'instrument) pendant les θ secondes de la mesure, de telle façon que la quantité $\theta \frac{\overline{e^2}}{r}$ indique à peu près l'énergie reçue par cet instrument. Dans la pratique, ces questions sont d'ailleurs moins importantes: le galvanomètre par exemple est un moteur dont le rendement moyen est mauvais et la resistance ohmique du cadre donne une idée suffisamment approchée de r défini plus haut.

Dans une lampe à plusieurs électrodes dont on cherche à tirer le meilleur parti pour la mesure de faibles courants, dès l'état de régime établi, le courant débite dans la résistance de polarisation de la grille. Dans ce cas encore, r est assimilable à une résistance ohmique.

1. *Résistance apparente du bolomètre.* Le résistance étant variable avec la température, c'est à dire avec le courant qui traverse le bolomètre, la résistance apparente ϱ est définie par:

$\varrho = \frac{de}{di}$, l'équilibre de température étant constamment réalisé, la variation du courant étant donc lente.

Soit $R(1 + \alpha d T)$ la résistance dans un petit domaine de température et soit $\varphi(T)$ la fonction représentant la perte de chaleur de la résistance. Pour un bolomètre dans le vide, avec pertes par conduction négligeables (feuille extrèmement mince), mais rayonnant pratiquement par ses deux faces, cette fonction sera:

$$\varphi(T) = 2 s \sigma (T^4 - T_0^4)$$

A l'équilibre on a: $e = R \cdot i$ et $\varphi = R \cdot i^2$. Soit di une variation de i entrainant, après réalisation de l'équilibre thermique, les variations correspondantes dT, de et $dR = R \alpha dT$.

On a $de = dR \cdot i + di \cdot R = e \alpha dT + di \cdot R$ et

$$d\varphi = \varphi' \cdot dT = dR \cdot i^2 + 2 di \cdot i \cdot R = \varphi \alpha d T + 2 di \cdot e$$

et en éliminant dT:

$$\frac{de}{di} = \varrho = R \frac{\varphi' + \alpha \varphi}{\varphi' - \alpha \varphi} = k R.$$

On voit que pour $\varphi' = \alpha \varphi$, k devient infini: l'équilibre thermique-

électrique de la feuille devient instable si, traversée par un courant maintenu constant, on a $\alpha\varphi > \varphi'$ puisqu'alors la résistance apparente est négative.

Par la suite, la valeur de φ rendant k infini sera notée φ_m. La figure 2 donne la courbe $\varphi_m(\alpha)$ pour $T_0 = 300°$ K et pour les valeurs courantes du coëfficient de temperature α, l'émission étant rapportée à une surface de 1 cm² rayonnant par les deux faces.

2. *Constante de temps.* Lorsque la feuille recoit une brusque impulsion d'énergie, soit par un rayonnement incident, soit par une

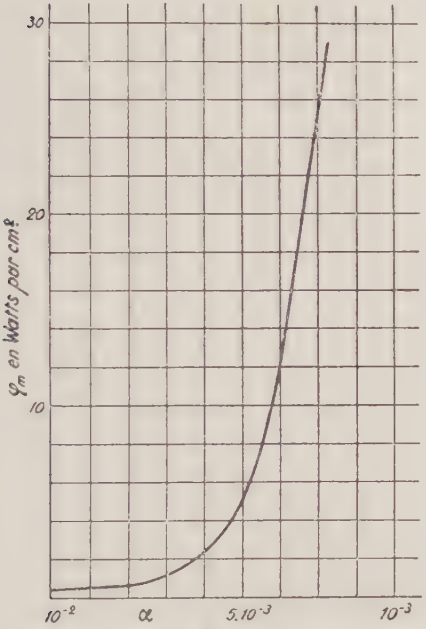


Fig. 2.

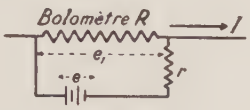


Fig. 3.

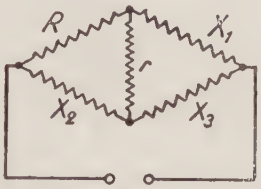


Fig. 4.

variation de i, elle est en déséquilibre thermique. Lorsque ces variations sont petites, elle revient à l'état d'équilibre suivant une loi exponentielle avec une constante de temps τ. Cette constante ne dépend pas seulement de la constitution et de la température de la résistance, mais aussi des circuits électriques adjoints. Nous calculerons τ pour le circuit de la fig. 3, circuit utilisé par la suite et dans lequel r est la résistance représentant l'instrument de mesure. Ce circuit provient en effet d'un cas limite du pont de Wheastone

(fig. 4) dans lequel on a fait $X_1 \gtrless \infty$ et $X_2 = X_3 \gtrless 0$, de manière à tirer le meilleur parti possible d'une variation de R.

Soit T la température atteinte à l'équilibre, et soit $T + \Delta T$ au moment où le déséquilibre a été provoqué. L'évolution de la température en fonction du temps est alors $T + \Delta T \cdot f(t)$ avec $f(0) = 1$ et $f(\infty) = 0$. Les valeurs initiales ΔR et Δi des écarts de R et i à partir de l'équilibre évolueront évidemment suivant une loi pareille à celle de T, c'est à dire $i + \Delta i \cdot f(t)$ etc.

Si c est la capacité calorifique, constante dans l'intervalle ΔT, on a, en écrivant les variations de φ et de e:

$$[R + \Delta R \cdot f(t)]\,[i + \Delta i \cdot f(t)]^2\,dt = \varphi\,(T + \Delta T \cdot f(t))\,dt + c\,dT. \quad (1)$$

$$[R + \Delta R \cdot f(t)]\,[i + \Delta i \cdot f(t)] = e - r\,\Delta i \cdot f(t) \quad . \quad . \quad (2)$$

(puisque le courant total est maintenu constant) avec

$$\varphi\,(T) = Ri^2, \quad e = Ri \text{ et } dT = \Delta T \cdot f'(t)\,dt. \quad . \quad . \quad (3)$$

En éliminant Δi entre (1) et (2) et simplifiant avec (3):

$$\left[\varphi' - \frac{r-R}{r+R}\,\alpha\varphi\right] f(t) + c f'(t) = 0.$$

Cette équation différentielle donne pour la constants de temps:

$$\tau = \frac{c}{\varphi' - \dfrac{r-R}{r+R}\,\alpha\varphi}.$$

On voit que l'équilibre s'établit d'autant plus lentement que r est plus grand, les limites extrêmes de τ étant $\dfrac{c}{\varphi' + \alpha\varphi}$ et $\dfrac{c}{\varphi' - \alpha\varphi}$.

3. *Sensibilité.* Supposons initialement l'équilibre établi avec un courant nul dans r, c'est à dire avec les conditions (3) du paragraphe précédent. Faisons absorber par la feuille une énergie E par seconde au moyen d'une radiation incidente. Soient ΔT, Δi, ΔR, Δe les variations qui en résultent une fois l'équilibre rétabli. On a alors:

$$R\,\Delta i + i\,\Delta R = -r\,\Delta i \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$$\varphi'\,\Delta T = E + \Delta R \cdot i^2 + 2\,\Delta i \cdot i \cdot R \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

On tire de (1): $\triangle i = -\frac{iR\alpha\triangle T}{r+R}$ et remplaçant $\triangle T$ par sa valeur

$\frac{E}{\varphi' - \frac{r-R}{r+R}\alpha\varphi}$ tirée de (2): $\triangle i = -\frac{iR\alpha\triangle T}{(r+R)\varphi' - (r-R)\alpha\varphi}$.

La puissance disponible pour l'instrument de mesure r sera donc:

$$\varepsilon = r(\triangle i)^2 = \alpha^2 E^2 \varphi r R [(r+R)\varphi' - (r-R)\alpha\varphi]^{-2}$$

et en utilisant la résistance interne précédemment définie:

$$\varepsilon = \frac{\alpha^2 E^2 \varphi r}{(\varphi' + \alpha\varphi)^2 \left(\frac{r}{\varrho} + 1\right)^2 R}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Supposons que l'on puisse librement disposer de r, c'est à dire que l'on puisse choisir l'appareil de mesure le mieux approprié. Le maximum de ε aura alors lieu pour $r = \varrho$, ce qui donne:

$$\varepsilon = \frac{E^2 \alpha^2 \varphi}{4(\varphi' + \alpha\varphi)^2} k. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

On voit que, théoriquement, la sensibilité peut être aussi grande que l'on veut: il suffit, en, principe, de s'approcher plus en plus de la limite de stabilité, ce qui donne une valeur élevée de k.

Les objections pratiques sont évidentes puisqu'on a d'une part:

$$k = (\varphi' + \alpha\varphi)\frac{\tau}{c} \cdot \frac{2\varrho}{\varrho + R}$$

et d'autre part $r = \varrho = kR$, ce qui veut dire que, lorsque k est grand, la constante de temps tend vers une limite proportionnelle à k. On serait conduit ainsi à des mesures dont la durée augmenterait jusqu'à l'infini. Nous avons en outre supposé l'existence d'un courant d'alimentation idéalement stable. En réalité, ce courant présentera des fluctuations lentes d'origine principalement expérimentale dont l'influence sera d'autant plus importante que τ sera plus grand. Comme dernière restriction on peut remarquer enfin que seulement dans de rares cas la valeur de α est telle que la limite se trouve en dessous du point de fusion (*Tu, Ni*).

Pour calculer l'énergie minimum détectable, c'est à dire celle donnant dans l'instrument de mesure une déviation égale à l'ampli-

tude moyenne des fluctuations spontanées, on pose comme précédemment:

$$\theta\,\varepsilon = \frac{K T_0}{2}.$$

Ceci est une limite tout à fait extrême, car on néglige ainsi:

a. les fluctuations provenant de I qui peuvent devenir notables pour les grandes densités de courant utilisées dans les bolomètres,

b. le rendement propre du galvanomètre qui est bien inférieur à 1 comme il a été dit plus haut.

En supposant k relativement grand, on a en première approximation:

$$\varphi' \neq a\varphi \neq a\varphi_m \text{ d'où } \varepsilon = E^2 \cdot \frac{k}{16\,\varphi_m} = \frac{K T_0}{2\,\theta} \text{ et donc } E^2_{\min} = \frac{8\varphi_m K T_0}{k\,\theta}.$$

Dans le cas le plus favorable (Ni) on a $a = 6.10^{-3} + 2.10^{-5}\,t$ ce qui correspond à peu près à

$$T_m = 500°\text{ K} \text{ et } \varphi_m = 0{,}5\ W/\text{cm}^2/\text{sec}.$$

Une limite raisonnable pour la sécurité de fonctionnement implique que k ne soit pas trop grand. Quelques exemples numériques montrent qu'il ne faut pas dépasser 10, sous peine d'avoir un montage dont l'instabilité vis à vis de I serait inacceptable. On aura ainsi, numériquement, pour l'ordre de grandeur de la limite de détection:

$$E_{\min} \approx 4.10^{-11} \sqrt{\frac{s}{\theta}} \text{ watts}.$$

Il nous semble que ceci constitue vraiment une limite pratique qu'il n'est pas possible de dépasser actuellement.

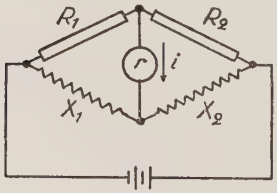


Fig. 5.

4. *Sensibilité limite des montages équilibrés.* Le montage précédent est uniquement théorique. La dérive due aux variations lentes de la source alimentant le système en prohibent l'emploi. On rémédie à ces difficultés en utilisant en pratique le montage dit „équilibré", conforme à la fig. 5. Deux résistances bolomètriques aussi identiques que possible, R_1 et R_2, sont montées dans le même

récipient de manière à avoir une loi de refroidissement identique. Seule l'une des deux est soumise à un rayonnement extérieur. De cette façon le montage est équilibré contre des petites variations de tension de la source d'électricité et contre des petites variations de la température du récipient.

Un examen sommaire de la question montre que X_1 et X_2 doivent être aussi petits que possible, c'est pourquoi on peut les négliger devant les autres résistances.

En utilisant les notations du paragraphe précédent et en posant $R_1 = R_2 = R$, on a pour la résistance bolométrique:

$$\varrho = k\,R = R_0\,(1 + \alpha\,[T - T_0])\,\frac{\varphi' + \alpha\,\varphi}{\varphi' - \alpha\,\varphi}.$$

Sans entrer dans le détail des calculs qui sont pareils aux précédents, on trouve pour la puissance ε reçue par l'instrument de mesure lors d'un déséquilibre provoqué par l'arrivée sur R_1 d'une énergie E par seconde:

$$\varepsilon = r\,i^2 = \frac{\alpha^2\,E^2\,r\,R\,\varphi}{[R\,(\varphi' + \alpha\,\varphi) + 2\,r\,(\varphi' - \alpha\,\varphi)]^2}.$$

Comme application, on peut prendre un montage souvent mentionné par les auteurs: les deux résistances sont en platine et $r = R$.

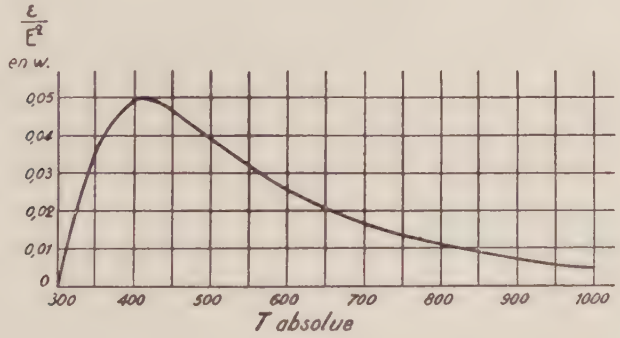


Fig. 6.

Les figures 6 et 7 montrent comment varie le rapport $\frac{\varepsilon}{E^2}$ en fonction de T et de I, en prenant $T_0 = 300°$ K et $s = 1$. En utilisant comme point de fonctionnement celui qui correspond au

maximum de la courbe, et en posant $\varepsilon = \frac{KT_0}{2\theta}$ on aura pour la limite de détection: $E_{min} \approx 3.10^{-10} \sqrt{\frac{s}{\theta}}$ watts.

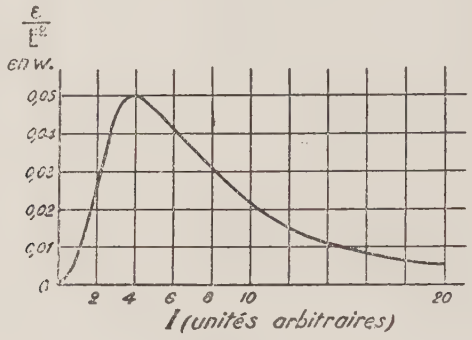


Fig. 7.

On peut remarquer que le choix de r est généralement assez arbitraire quoique, dans le cas présent, il n'est pas éloigné de sa meilleure valeur.

En effet, en différentiant ε par rapport à r, on trouve que ε est maximum pour $r = \frac{\varrho}{2}$. Numériquement on a ici $r = 1{,}17\,R$.

Avec d'autres métaux cependant les résultats seraient différents. En particulier, le nickel, pour lequel α est le plus élevé de tous les métaux purs, donnerait à r et à $\frac{\varepsilon}{E^2}$ des valeurs plus grandes, si du moins la feuille est assez épaisse pour que l'on puisse atteindre les propriétés du métal massif [1]).

Comme résumé de l'examen du bolomètre, on peut dire qu'en pratique il parait difficile de dépasser la sensibilité limite de détection de:

$$E_{min} \approx 10^{-10} \sqrt{\frac{s}{\theta}} \text{ watts}.$$

Cette limite pourrait être légèrement abaissée si un des côtés de la feuille ne rayonnait pratiquement pas. Mais il faut d'autre part

[1]) En remplaçant dans l'expression de ε la résistacne r par sa valeur optimum $r = \varrho/2$, on retrouve à un facteur 0,5 près, l'expression (4) du paragraphe précédent.

bien remarquer que les calculs précédents contiennent plusieurs hypothèses limites. En particulier, l'épaisseur des rubans a été supposée assez mince pour que la perte de chaleur par conductibilité vers les supports soit négligeable. En fait, pour une épaisseur de quelques microns et pour des rubans ayant une longueur de l'ordre du cm., cet effet peut devenir très notable et diviser la sensibilité par plusieurs unités. Des feuilles très minces, ne présentant pas cet effet, risquent d'avoir un coëfficient de température inférieur à celui du métal massif.

C. Couple thermo-électrique.

Comme exemple du calcul de la sensibilité, nous prendrons un cas très fréquent, conforme à la figure 8, dans lequel le couple est composé de deux feuilles métalliques présentant une partie centrale commune étroite. Cette bande centrale commune est supposée avoir une température uniforme, c'est à dire une épaisseur suffisante: toute inégalité de température dans la soudure donne en effet lieu à des courants locaux qui diminueraient le rendement du couple. Le résultat que l'on trouve pour la sensibilité limite est par ailleurs indépendant de la forme du couple (fils ou feuilles).

Fig. 8.

Soient ϱ_1 et ϱ_2 les résistivités des deux branches, c_1 et c_2 les conductibilités thermiques, l_1 et l_2 les longueurs, e_1 et e_2 les épaisseurs et enfin λ la longueur de la soudure. On peut négliger ici les effets Joule et Peltier [1]) dus au courant produit par le couple.

Le flux de chaleur dans une branche est $\Phi_1 = -\frac{dt}{dx} e_1 c_1 h$ et l'énergie perdue par rayonnement est pour une tranche dx: $\varphi\, dx = k a h t . dx$ où t est la différence de température entre la

[1]) L'effet Joule est proportionnel au carré de la *ddp* des soudures, donc proportionnel à E^2 (énergie échauffant la soudure). Le courant produit n'est, bien entendu, proportionnel à E que tant que l'effet Joule reste négligeable. L'effet Peltier qui provoque un refroidissement de la soudure la plus chaude et un échauffement de celle froide, ceci proportionnellement au courant et donc à E réduit au plus et dans des cas exceptionnels de 10 % le rendement thermo-électrique de la soudure sans altérer la linéarité de I en fonction de E.

tranche dx et la soudure froide, k la constante d'émission de la surface (valeur moyenne des deux faces) et a le rayonnement par cm^2 et par degré.

En écrivant pour chaque tranche l'équation de conservation $\frac{d\Phi}{dt} + \varphi = 0$ on obtient la distribution de temperature le long de x:

$$t(x) = \frac{1}{b_1} \cdot \Phi_{1\,(x=0)} \frac{e^{+\alpha_1(l_1-x)} - e^{-\alpha_1(l_1-x)}}{e^{+\alpha_1 l_1} + e^{-\alpha_1 l_1}}$$

avec $$a_1 = \sqrt{\frac{k\,a}{e_1 c_1}} \text{ et } b_1 = h\sqrt{a\,k\,e_1 c_1}$$

La température au centre est donc $t_{(x=0)} = \frac{1}{b_1} \cdot \Phi_{1\,(x=0)}\,\mathrm{Th}\,(\alpha_1 l_1)$.

Soit E l'énergie absorbée par seconde par la surface centrale ($s = \lambda h$) supposée noircie, c'est à dire avec une constante d'emission $= 1$.

On a $E = \Phi_{1(x=0)} + \Phi_{2(x=0)} + \lambda\,h\,a\,t_{(x=0)}$ et en remplaçant les Φ:

$$E = t_{(x=0)}\,[\lambda\,h\,a + b_1\ \mathrm{Coth}\ (\alpha_1 l_1) + b_2\ \mathrm{Coth}\ (\alpha_2 l_2)].$$

Soir r la résistance du circuit d'utilisation. Le meilleur rendement a lieu pour: résistance exterieure $=$ résistance du couple, donc:

$$r = \frac{\varrho_1 l_1}{e_1 c_1} + \frac{\varrho_2 l_2}{e_2 c_2}.$$

En utilisant la loi approximative de Wiedemann et Franz $\varrho_1 c_1 = \varrho_2 c_2 = d$ ceci devient

$$r = \frac{d}{h}\left[\frac{l_1}{e_1 c_1} + \frac{l_2}{e_2 c_2}\right].$$

L'énergie qu'on recueille dans le circuit extérieur pour une énergie incidente E sera, en notant χ la force électromotrice par degré de différence entre les deux soudures: $\varepsilon = \frac{\chi^2\,t^2_{(x=0)}}{4r}$,

donc

$$\varepsilon = \frac{\chi^2 E^2}{4\,d\,h} \cdot \frac{1}{f(e_1, e_2, l_1, l_2)}$$

avec

$$f = \left[\frac{l_1}{e_1 c_1} + \frac{l_2}{e_2 c_2}\right]\left[\lambda a + \sqrt{a k e_1 c_1}\ \operatorname{Coth} l_1 \sqrt{\frac{a k}{e_1 c_1}} + \right.$$
$$\left. + \sqrt{a k e_2 c_2}\ \operatorname{Coth} l_2 \sqrt{\frac{a k}{e_2 c_2}}\right]^2 .$$

Une étude sommaire montre que f devient infini pour les valeurs extrêmes des 4 variables prises séparément. Le maximum de ε a donc lieu pour le minimum de f, c'est à dire pour la condition

$$\frac{\partial f}{\partial e_1} = \frac{\partial f}{d e_2} = \frac{\partial f}{\partial l_1} = \frac{\partial f}{\partial l_2} = 0.$$

Ces 4 équations étant résolues et simplifiées, on trouve comme conditions pour le rendement maximum du couple:

(1) $e_1 c_1 = e_2 c_2 (= e c)$ (2) $l_1 = l_2 (= l)$ (3) $\frac{l}{e c} = \frac{2}{\lambda a}$ (4) $\frac{l}{\sqrt{e c}}$ très petit.

En remplaçant a et d par leur valeurs numériques à 300° K ($1{,}15 \cdot 10^{-3}$ et $7 \cdot 10^{-6}$), ces conditions se traduisent par:

$$\Phi_{1\,(x=0)} = \Phi_{2\,(x=0)} = \frac{a \lambda h t_{(x=0)}}{2} \quad . \ . \ . \ . \ . \quad (1')$$

$$\Phi_{1\,(x=0)} \neq \Phi_{2\,(x=l)} \text{ et } \Phi_{2\,(x=0)} \neq \Phi_{2\,(x=l)} \quad . \ . \ . \quad (2')$$

résistance électrique du couple: $6 : 10^{-3} . s^{-1}$ . . (3')

résistance thermique de chaque côté $= 1730 . s^{-1}$ (en watts) (4')

En termes pratiques, ceci revient aux quatre règles suivantes:

1. Les résistances électriques des deux branches doivent être égales et sont seulement fonction de la surface s (3').
2. Mêmes conditions pour les résistances thermiques, avec (4').
3. L'énergie rayonnée par la surface s doit être égale à l'énergie dissipée par conduction latérale.
4. Ces deux côtés doivent avoir des surfaces suffisamment petites pour que leur rayonnement soit petit par rapport à celui de s.

Pour des raisons expérimentales, cette dernière condition est habituellement loin d'être réalisée, car elle exige des feuilles d'une

minceur telle que la conductibilité devient inférieure à celle du métal massif.

En remplaçant dans f les quantités contenant l et ec par leurs valeurs limites, on obtient $\varepsilon = \frac{\chi^2 E^2}{64 a d s}$.

En utilisant pour χ la meilleure valeur connue: 10^{-4} v./degré pour le couple *Bi—Sb*, on aura $\varepsilon = 0{,}02 \frac{E^2}{s}$

La limite de sensibilité sera, en prenant comme précédemment pour le bolomètre, un instrument de mesure de rendement unité:

$$E_{min} \cong 3.10^{-10} \sqrt{\frac{s}{\theta}} \text{ watts.}$$

Les conditions relatives à la forme la plus favorable du couple tombent en défaut lorsque la loi de Wiedemann et Franz ne s'applique pas, comme c'est le cas pour un grand nombre d'alliages et pour certaine éléments semi-conducteurs comme par exemple le silicium.

Dans tous ces cas, cependant, pour une conductibilité thermique à peu près normale, la résistivité est anormalement élevée, et le rendement devient inférieur à celui calculé plus haut puisque la constante d figure au dénominateur de ε.

D. Radiomètre.

Le fonctionnement de cet appareil donne lieu, dans le cas général, à des calculs très longs et compliqués. Tous ces calculs ont pour but l'évaluation de la pression dite „radiométrique", mais ne s'occupent pas du rendement énergétique du radiomètre considéré en tant que machine thermique. Il est utile pour cela de faire une évaluation du rendement d'un radiomètre idéal pour lequel les calculs ne conduisent pas à des complications trop grandes. Le rendement ainsi obtenu ne sera qu'une approximation de la réalité, mais constituera une limite extrême.

Il est important de remarquer que ce rendement n'est pas défini par la pression radiométrique. seule. Il faut considérer au contraire le radiomètre en tant que machine thermique et chercher le travail $p_{(\delta)} \delta$ que peut fournir la palette, δ étant la vitesse de translation

de celle-ci et p étant la pression radiométrique, fonction de δ. Nous ferons l'hypothèse suivante, vérifiée par la suite, que la palette a des dimensions assez petites par rapport au libre parcours moyen de façon à ce qu'une molécule venant frapper la palette a „oublié" un choc précédent.

Il est nécéssaire d'examiner d'abord comment, à basse pression, se modifient dans la théorie cinétique des gaz, le nombre de chocs par cm², la pression et la conductibilité thermique lorsqu'un élément de surface est porté à une température différente de celle du gaz et est animé d'un mouvement de translation normal à sa surface (fig. 9: t excès de température sur celle ambiante T, et δ vitesse de translation). On assimile δ et t à des quantités du premier ordre.

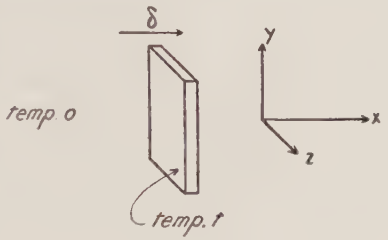


Fig. 9.

1. *Nombre de chocs par cm².* Soient u, v, w les composantes de la vitesse d'une molécule. En utilisant les notations classiques de la théorie cinétique des gaz, le nombre de molécule dont la composante parallèle à ox est comprise entre u et $u + du$ est, par cm³: $dn = n\sqrt{\frac{hm}{\pi}}e^{-hmu^2}\,du$ (n: nombre de molécules par cm³).

Le nombre de ces molécules qui parviendront à frapper 1 cm² de la surface sera celui compris dans un cylindre de base 1 cm² et de hauteur $u - \delta$ avec la condition $u > \delta$. D'où pour le nombre de chocs par cm² et par sec.:

$$\nu = n\sqrt{\frac{hm}{\pi}}\int_{\delta}^{\infty} e^{-hmu^2}(u-\delta)\,du\,.$$

Puisque δ est petit, $\int_0^{\delta}$ ne contient que des puissances de δ supérieures à 1 et on peut poser $\int_{\delta}^{\infty} \neq \int_0^{\infty}$. L'intégrale donne alors:

$$\nu = \frac{n}{2\sqrt{\pi hm}} - \frac{n\delta}{2}$$

et en notant C la vitesse quadratique moyenne:

$$\nu = \frac{n\,C}{\sqrt{6\pi}}\left(1-\frac{\delta}{C}\sqrt{\frac{3\pi}{2}}\right) = \nu_0\left(1-\frac{\delta}{C}\sqrt{\frac{3\pi}{2}}\right).$$

2. *Pression.* On peut décomposer la pression en deux quantités: $p = p_a + p_d$, p_a étant du à la quantité de mouvement des molécules arrivant sur la surface et p_d provenant de la quantité de mouvement des molécules „réchauffées" quittant la surface.

En raisonnant comme pour le nombre de chocs, les molécules de vitesse comprise entre u et $u + du$, en nombre $d\nu$, transmettent à leur arrivée une quantité de mouvement égale à $m(u—\delta)d\nu$. Il s'en suit que:

$$p_a = m\,n\sqrt{\frac{h\,m}{\pi}}\int_{\delta}^{\infty} e^{-h\,m\,u^2}(u—\delta)^2\,du.$$

Si on néglige les puissances de δ supérieures à un, on a

$$\int_{\delta}^{\infty} e^{-h\,m\,u^2}(u—\delta)^2\,du = \int_{0}^{\infty} e^{-h\,m\,u^2}\,u^2\,du—2\int_{0}^{\infty} e^{-h\,m\,u^2}\,u\,\delta\cdot du.$$

D'où

$$p_a = \frac{m\,n}{4\,h\,m}—\frac{m\,n\,d}{\sqrt{\pi\,h\,m}} = \tfrac{1}{2}\,p_0\left(1-\frac{\delta}{C}\sqrt{\frac{24}{\pi}}\right).$$

La pression p_d égale celle que produiraient par leur arrivée les molécules d'un gaz de température $T + t$ et ayant un nombre n' de molécules par cm³ tel que le nombre de chocs par cm² soit ν sur une surface au repos. En notant $C' = C + dC$ la vitesse quadratique moyenne à $T + t$ degrés, on a $p_d = \frac{1}{6}\,m\,n'\,C'^2$

et
$$\nu = \frac{n'C'}{\sqrt{6\pi}} = \frac{n\,C}{\sqrt{6\pi}}\left(1-\frac{\delta}{C}\sqrt{\frac{3\pi}{2}}\right).$$

En substituant, donc:

$$p_d = \sqrt{\frac{\pi}{6}}\,m\,n\left(\frac{C}{\sqrt{6\pi}}—\frac{\delta}{2}\right)(C + d\,C) = \tfrac{1}{2}\,p_0\left(1-\frac{\delta}{C}\sqrt{\frac{3\pi}{2}}+\frac{dC}{C}\right).$$

La pression totale est par suite:

$$p = p_0\left[1-\frac{\delta}{C}\left(\sqrt{\frac{6}{\pi}}+\sqrt{\frac{3\pi}{8}}\right)+\frac{dC}{2C}\right]$$

et comme $\frac{dC}{C} = \frac{t}{2T}$, on trouve

$$p = p_0 \left[1 + \frac{t}{4T} - 2{,}47 \frac{\delta}{C} \right].$$

3. *Perte de chaleur par conduction.* L'échange d'énergie entre la surface et les molécules est, par cm² et par seconde:

$$\mathcal{E} = \frac{m}{2} \sum_0^{\nu} [u_2^2 + v_2^2 + w_2^2 - u_1^2 - v_1^2 - w_1^2]$$

les vitesses étant prises par rapport à la surface, avec l'indice 1 à l'arrivée et avec l'indice 2 au départ.

Comme pour l'analyse de la pression, on peut poser $\mathcal{E} = \mathcal{E}_d - \mathcal{E}_a$. A l'arrivée, on a $u_1 = u - \delta$, $v_1 = v$, $w_1 = w$.

Pour les axes y et z (composantes v et w), les distributions moyennes des vitesses des molécules qui touchent S sont les mêmes que dans le gaz. Suivant l'axe ox, la probabilité d'une vitesse comprise entre u et $u + du$ est, d'après l'expression de ν:

$$2\, hm\, e^{-hmu^2} (u - \delta) du.$$

La vitesse quadratique moyenne pour cette classe de molécules est donc

$$\overline{v^2} + \overline{w^2} + 2hm \int_0^{\infty} e^{-hmu^2} (u-\delta)^3 \, du = \tfrac{4}{3} C^2 - \sqrt{\frac{3\pi}{2}}\, C\delta.$$

D'où l'on tire

$$\mathcal{E}_a = \tfrac{2}{3} \nu m C^2 \left[1 - \tfrac{3}{4} \sqrt{\frac{3\pi}{2}} \frac{\delta}{C} \right].$$

Au départ, l'énergie emportée sera celle qu'apporteraient par leurs chocs les molécules d'un gaz à la température $T + t$ et effectuant ν chocs par seconde. D'où pour cette énergie

$$\mathcal{E}_d = \tfrac{2}{3} \nu m (C + dC)^2 = \tfrac{2}{3} \nu m C^2 \left(1 + \frac{t}{T} \right).$$

L'énergie perdue par la surface par cm² et par seconde sera par suite

$$\mathcal{E} = \tfrac{2}{3} \nu m C^2 \left[\frac{t}{T} + \tfrac{3}{4} \sqrt{\frac{3\pi}{2}} \frac{\delta}{C} \right]$$

soit, en exprimant v au moyen de la pression

$$\mathfrak{E} = \sqrt{\frac{2}{3\pi}}\, p_0\, C\, \frac{t}{T} + \tfrac{3}{4}\, p_0\, \delta.$$

4. *Rendement du radiomètre.* Nous allons appliquer ces resultats à un radiomètre idéal conforme à la fig. 10. Ce radiomètre est formé de deux feuilles légères, parallèles et peu distantes, de surface s. La face (1) recevant le rayonnement E est noircie et possède donc un coëfficient d'émission égal à 1. Un examen sommaire de la question montre que la face (2) doit avoir un coëfficient d'émission élevé ($= 1$), tandis que les faces intérieures (1—2) doivent avoir un coëfficient aussi faible que possible. Par métallisation très soignés on peut atteindre pour le rayonnement à 300° K on coëfficient de 2 à 3 %. Dans ces conditions, la contribution du rayonnement à l'échange de chaleur entre les deux palettes est négligeable devant la contribution par conductibilité, et sera donc supposée nulle.

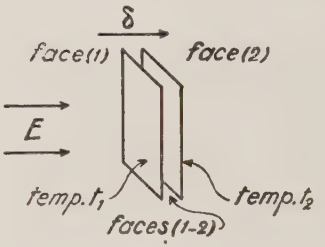


Fig. 10.

C'est d'ailleurs une condition physique évidente, ayant pour but l'obtention de la différence de température la plus grande possible entre les feuilles (1) et (2), différence qui constitue en somme le facteur moteur de la palette double. Soient:

E puissance du rayonnement incident entièrement absorbé;
E_1 énergie dissipée par rayonnement par la face (1);
E_2 énergie dissipée par rayonnement par la face (2);
E_{1-2} énergie échangée par rayonnement entre les faces (1—2), positive si le transport d'énergie se fait de (1) vers (2);
$\mathfrak{E}_1$ énergie dissipée par conduction par la face (1);
$\mathfrak{E}_2$ énergie dissipée par conduction par la face (2);
$\mathfrak{E}_{1-2}$ énergie envoyée par conduction de (1) vers (2);
ε puissance recueillie.

L'état de régime thermique étant établi, on a

1) $E = E_1 + E_2 + \mathfrak{E}_1 + \mathfrak{E}_2$ **et** $E_{1-2} + \mathfrak{E}_{1-2} = E_2 + \mathfrak{E}_2$.

Posons 2) $\begin{cases} E_1 = a t_1 & E_2 = a t_2 & E_{1-2} = 0 \\ \mathcal{E}_1 = \alpha t_1 + \beta \delta & \mathcal{E}_2 = \alpha t_2 - \beta \delta \end{cases}$

avec $a = 4 \sigma T^3 s$, $\alpha = \sqrt{\frac{2}{3\pi}} \frac{C p_0 s}{T}$ et $\beta = \frac{3}{4} p_0 s$.

On a, d'après l'expression trouvée pour la pression

3) $$\varepsilon = \delta s \, [p_{(1)} - p_{(2)}] = p_0 \, \delta s \left[\frac{\Delta t}{T} - 4{,}94 \frac{\delta}{C} \right]$$

et, en remplaçant 2) dans 1)

$$E = (a + \alpha) \, (t_1 + t_2) \text{ et } \alpha \Delta t = t_2 (a + \alpha) - \beta \delta.$$

D'où l'on tire $\Delta t = \frac{E - 2\beta\delta}{a + 3\alpha}$ et substituant dans 3):

4) $$\varepsilon = p_0 \, \delta s \left[\frac{E - 2\beta\delta}{4 T (a + 3\alpha)} - \frac{r \delta}{C} \right] \text{ avec } r = 4{,}94.$$

Cherchons le maximum de ε en prenant comme variables δ, p et C (qui caractérise ici la nature du gaz).

La valeur de δ rendant maximum ε est

$$\delta = \frac{EC}{4} \cdot \frac{1}{2 T r (a + 3\alpha) + \beta C} \cdot \text{ [1)}$$

D'où, en substituant dans 4):

$$\varepsilon = \frac{p_0 C s E^2}{32 T (a + 3\alpha) [2 T r (a + 3\alpha) + \beta C]}.$$

En posant $p_0 C = x$, ceci devient

$$\varepsilon = \frac{E^2 x}{32 s} \left[\left(4 \sigma T^4 + 3 \sqrt{\frac{2}{3\pi}} x \right) \left(8 r \sigma T^4 + \left(6 \sqrt{\frac{2}{3\pi}} r + \tfrac{3}{4} \right) x \right) \right]^{-1}.$$

Le maximum de ε a lieu pour

$$x^2 = \frac{32 r \sigma^2 T^8}{3 \sqrt{\frac{2}{3\pi}} \left(6 \sqrt{\frac{2}{3\pi}} r + \frac{3}{4} \right)}, \qquad x = 2{,}83 \, \sigma T^4 \quad (C.G.S.)$$

d'où, en remplaçant, la valeur du maximum de puissance recueillable:

$$\varepsilon = 1{,}4 \cdot 10^{-4} \frac{E^2}{s \sigma T^4}.$$

---

[1]) A titre d'indication: pour l'air et pour $E/s = 10^{-8}$ watts/cm^2, la vitesse optimum est: $\delta \cong 1$ μ/sec.

A 300° K, la valeur de x fournit comme pression la plus favorable: $p_0 = 0{,}018$ mm Hg pour l'air et 0,0045 mm Hg pour H^2. Ces pressions se trouvent assez loin du maximum de la courbe de pression radiométrique $p = f(p_0)$ pour justifier l'hypothèse initiale relative aux libres parcours, qui sont respectivement ici 3,5 et 26 mm. Pour H^2 ce parcours est 20 à 30 fois plus grand que les dimensions habituelles de la palette. Dans le cas de l'air, ces dimensions ne sont plus tout à fait négligeables et il y a lieu de prévoir un rendement un peu plus faible que celui calculé plus haut.

L'énergie fluctuante étant toujours $K\,T/2$, on aura pour le minimum décelable $E_{min} = 60\,K^{\frac{1}{2}}\,\sigma^{\frac{1}{2}}\,T^{\frac{5}{2}}\sqrt{\frac{s}{\theta}}$ et à 300° K, et en watts:

$$E_{\min} = 8.10^{-10}\sqrt{\frac{s}{\theta}}.$$

θ étant la durée pendant laquelle on recueille la puissance, c'est à dire la durée de la mesure.

Dans le cas réel où l'équipage mobile de l'instrument de mesure est la palette elle même, la puissance recueillie sous forme d'énergie de torsion de la suspension est inférieure à celle calculée plus haut qui suppose un couple de freinage constant et tel que la vitesse de rotation reste constamment égale à sa valeur la plus favorable. Comme pour le galvanomètre, où l'énergie fournie est transformée en énergie de torsion, il intervient ici un facteur inférieur à 1, fonction de la durée de la mesure et maximum pour une durée égale à la demi-période d'oscillation. Le rendement calculé plus haut est donc soumis aux mêmes restrictions que celles déjà vues à propos du bolomètre et du couple thermoélectrique: l'énergie ε rendue disponible est mal utilisée, car, d'une part, la vitesse de l'équipage mobile n'est pas maintenue constante et égale à la valeur rendant maximum ε, d'autre part elle est transformée en énergie cinétique de l'équipage et en énergie de torsion de la suspension, et seule cette dernière sert à la mesure.

E. Dilatation d'un gaz.

Afin de pouvoir traiter ici cette méthode de mesure au point de vue de la limite, il est nécéssaire d'anticiper en quelques points sur les chapitres ulterieurs.

Les calculs qui vont suivre sont approximatifs, car la méthode se prête difficilement à une analyse rigoureuse. Le type d'appareil qui va être examiné, représenté schématiquement fig. 11, a été choisi pour son bon rendement. Le flux d'énergie E entre par une fenêtre, tombe sur un absorbant très léger (par ex., poussière de fumée fine), échauffe ainsi toute la masse gazeuse et produit alors, par la dilatation du gaz, la déformation de la feuille métallique (ou métallisée) fermant la capsule. Ce déplacement est mesuré par une méthode électrique qui n'intervient pas dans le calcul en question.

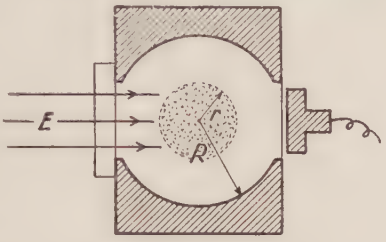


Fig. 11.

Les hypothèses limites qu'il est nécéssaire de faire sont ici:

a. On suppose que la méthode électrique n'apporte pas de perturbations ou de fluctuations propres.

b. Que la feuille le fermeture puisse être rendue telle que son déplacement implique le maximum possible de cession d'énergie du gaz à la feuille.

c. Que la capacité calorifique de l'absorbant peut être négligée devant celle du gaz.

L'hypothèse *b*) est, comme on le verra plus loin, facile à réaliser. La condition *a*) est relativement difficile à satisfaire, car, il y a toujours, du côté électrique, une limite dans la mesure d'un déplacement, et pour s'élever au dessus de ce „bruit de fond" il est necéssaire de satisfaire à certaines conditions qui seront examinées ultérieurement. Cette question est essentiellement fonction du montage adopté et de la tension appliquée à la feuille de fermeture.

La condition *c*) est évidemment une condition limite puisqu'il faut bien un absorbant qui ne peut être impondérable; pour des capsules assez grosses, cependant, on peut arriver à une proportion relative très faible.

Soit E la puissance du flux de radiations traversant la fenêtre, et absorbée au centre. Soit, une fois l'équilibre établi, $q_0 = \int_0^V C_v \triangle T \, . \, dV$ l'excès de chaleur emmagasiné dans la capsule ($\triangle T$ étant pris par rapport à la paroi). Nous appelerons ultérieurement constante de

temps de la capsule la quantité $C^T = \frac{q_0}{E}$ et dans les calculs de la limite de sensibilité il sera admis que la quantité de chaleur q, présente dans la capsule en excès sur la température de repos, évolue suivant une loi exponentielle lorsque le flux incident est brusquement coupé ou établi. Ceci est approximatif seulement, car l'onde de chaleur résultant d'une variation brusque de E a une vitesse de propagation finie et seul un phénomène très lent par rapport à cette vitesse pourrait donner lieu à une équation strictement exponentielle. L'erreur introduite ainsi n'est cependant pas grave devant l'approximation générale du calcul.

Une différence importante de cet appareil avec les précédents réside dans l'impossibilité de le faire fonctionner d'une façon continue et de recevoir, pour un flux incident constant, une puissance constante à la sortie: dès que l'équilibre thermique est établi dans la capsule, on ne peut plus recueillir aucun travail. Il faut donc faire fonctionner la capsule en régime alterné: éclairement de durée τ, puis occultation de durée τ.

1. *Occultation.* Cherchons les expressions des quantités de chaleur présentes dans la capsule au début et à la fin de chaque éclairement.

En posant $\beta = \frac{1}{C^T}$, on aura à la fin du prémier éclairement: $q_1 = q_0\,(1 - e^{-\beta\tau})$ suivie d'une décroissance jusqu'à $q_2 = q_1\, e^{-\beta\tau}$, ensuite $q_3 = q_1 + q_2\, e^{-\beta\tau}$ etc. A l'état de régime, ceci donne

$$q_a = q_0\,(1 - e^{-\beta\tau}) \sum_0^\infty e^{-2n\beta\tau} = q_0 \cdot \frac{1}{1 + e^{-\beta\tau}} \text{ et } q_b = q_0\,\frac{e^{-\beta\tau}}{1 + e^{-\beta\tau}}.$$

2. *Quantité de chaleur.* Par la suite (p. 47) sera établie la relation existant entre la quantité de chaleur $\triangle Q$ incidente et l'augmentation de volume par dilatation $\triangle V$ qui en résulte. L'énergie disponible qu'acquiert la feuille est alors $\varepsilon = \frac{1}{2}\,\triangle V\,.\,\triangle p$ et en posant $\frac{\triangle p}{\triangle V} = k \therefore \varepsilon = \frac{1}{2}\,k\,\triangle V^2$. L'équation 16, p. 48 donne alors

$$\varepsilon = \frac{k}{2} \cdot \frac{\triangle Q^2}{T^2\,\gamma^2\,C_v^2\left[1 + \frac{Vk}{\gamma p}\right]^2}$$

(unités C. G. S. avec $J = 1$). k est une constante dont on peut disposer et qui est caractéristique de la constitution de la feuille, V est le volume de la capsule, γ le rapport des chaleurs spécifiques, C_v la chaleur spécifique à volume constant par unité de volume, p et T la pression et la température K normale.

La valeur de k rendant ε maximum est $k = \frac{\gamma p}{V}$, d'où ensubstituant et simplifiant:

$$\varepsilon = \frac{\triangle Q^2}{8\,T\,V} \cdot \frac{\gamma - 1}{\gamma\, C_v} \cdot \text{ [1]}$$

3. *Travail.* Le travail fourni par le gaz est donné par la différence des énergies potentielles correspondant à q_a et q_b. Il faut cependant considérer que la mesure électrique, quelle qu'elle soit, n'enrégistre que des déplacements relatifs par rapport à une position moyennne de la feuille, la position de „repos" (plane) ne possédant aucune propriété distinctive pour cette mesure. Cette position repère correspond évidemment ici à celle donnée par la pression moyenne durant un cycle complet. En d'autres mots, il faut prendre comme

---

[1]) Nous avons appelé ε énergie disponible parcequ'il s'agit d'une transformation réelle irréversible; ε est donc inférieur à l'énergie utilisable (prise au sens thermodynamique du mot).

L'énergie utilisable est, pour une transformation faisant intervenir le même apport d'énergie thermique et la même variation de température au fur et à mesure de cet apport:

$$u = \int_0^{\triangle Q} d \triangle Q \cdot \frac{\triangle T}{T}$$

En partant des équations de la p. 48, in trouve sans difficultés que, lorsque $k = \gamma p V^{-1}$ comme l'exige le maximum de ε, on a:

$$\triangle Q = \triangle T \cdot V C v \cdot \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \quad \text{d' où} \quad u = \frac{\triangle Q^2}{4\,T V C v} \cdot \frac{\gamma + 1}{\gamma}$$

Le rendement de la transformation réelle par rapport à celle libérant l'énergie utilisable est par suite:

$$\frac{\varepsilon}{u} = \frac{\gamma - 1}{2\,(\gamma + 1)}$$

Le même rendement de la capsule en marche continue est encore bien inférieur à ce nombre par suite de causes évidentes (fonctionnement alternatif, dissipation de chaleur par conduction, présence pondérable de l'absorbant .....).

„zéro" de la quantité de chaleur la quantité moyenne d'un cycle complet. Comme la capsule, par construction d'ailleurs et pour éliminer les dérives lentes de la température, n'est pas absolument hermétique, ce zéro correspond effectivement, en état de régime, à la position de repos de la feuille.

En posant pour les première et deuxième moitiés du cycle:

$$q' = q_0 (1 - e^{-\beta t}) + q_b e^{-\beta t} \text{ et } q'' = q_a e^{-\beta t}$$

on aura

$$\bar{q} = \frac{1}{2\tau} \int_0^{\tau} (q' + q'') \, dt = \frac{q_0}{2}.$$

Les échanges d'énergie entre le gaz et la feuille seront alors caractérisés pour ces deux moitiés du cycle par

$$\triangle Q_1 = q_a - \frac{q_0}{2} = \frac{q_0}{2} \operatorname{Th} \frac{\beta\tau}{2} \text{ et } \triangle Q_2 = q_b - \frac{q_0}{2} = -\frac{q_0}{2} \operatorname{Th} \frac{\beta\tau}{2}.$$

Soit ε_p la puissance moyenne fournie par le gaz. On aura, puisque

$$q_0 = \frac{E}{\beta}: \quad \varepsilon_p = \frac{1}{2\tau} \cdot \frac{(\triangle Q_1^2 + \triangle Q_2^2)}{8 T V C_v} \cdot \frac{\gamma - 1}{\gamma} = \frac{(\gamma - 1) E^2}{32 T V \gamma C_v \beta} \cdot \frac{\operatorname{Th}^2 \frac{\beta\tau}{2}}{\beta\tau}.$$

Le maximum de ε_p en fonction de τ a lieu pour $2\beta\tau = \operatorname{Sh} \beta\tau$ c. à d. $\beta\tau = 2{,}18$. Numériquement ceci donne

$$\varepsilon_p = 0{,}915.10^{-2} \frac{E^2 \cdot C^T}{T V C_v} \cdot \frac{\gamma - 1}{\gamma}.$$

4. *Rendement.* Nous verrons plus loin (p. 55) que dans le cas le plus favorable, celui où on a réussi à éliminer les pertes par rayonnement, on a $C^T = \frac{C_v}{\lambda} \left[\frac{R^2}{6} - \frac{r_0^2}{10} \right]$ où λ est la conductibilité du gaz, $\frac{4}{3} \pi R^3 = V$ le volume de la capsule et $\pi r_0^2 = s$ la surface de la fenêtre. D'après cette relation, pour une section donnée, le volume rendant maximum le rapport $\frac{C^T}{V}$ intervenant dans ε_p est numériquement $V = 1{,}81\, s^{\frac{3}{2}}$. En prenant comme exemple l'air où $\frac{C_v}{\lambda} = 3{,}75$ et $\gamma = 1{,}4$, il vient pour le travail disponible recueilli pendant une mesure de durée θ: $\varepsilon_p \theta = 1{,}27 \cdot 10^{-3} E^2 s^{-\frac{1}{2}} \theta$.

Comme pour les appareils examinés précédemment, la limite d'observation se définit en égalant cette énergie à celle spontanée de la feuille, c'est à dire $\frac{1}{2} \cdot KT$, puisque la feuille possède un seul degré de liberté. D'où $E_{min} = 1{,}27 \cdot 10^{-9}\, s^{\frac{1}{2}}\, \theta^{-\frac{1}{2}}$ watts.

On voit qu'apparemment la capsule à dilatation est le récepteur de chaleur ayant le plus mauvais rendement limite de tous les récepteurs examinés. La présence du facteur $s^{\frac{1}{4}}$ au lieu de $s^{\frac{1}{2}}$ pour les autres instruments le destine de préférence à des mesures de flux de grande section, par exemple des mesures de rayonnement total, à l'exclusion de la détection de raies spectrales ou d'images stellaires de faibles dimensions. Nous indiquerons après l'étude complète du fonctionnement de la capsule de quelle façon le bruit de fond de l'appareil amplificateur vient modifier la valeur ainsi trouvée de E_{min}. Dès maintenant, on peut cependant dire qu'avec certains montages possédant des filtres de bande très aigus, l'action du bruit de fond peut être rendue complètement négligeable.

F. Instruments divers.

Une méthode dont le principe est voisin de celui que nous avons utilisé a été décrite par Hayes. L'appareil est composé d'une capsule, fermée par une feuille conductrice et déformable. Le rayonnement y est absorbé non pas par du noir de fumée, mais par des fibres végétales très fines et carbonisées. D'après l'auteur, le rôle principal de ces fibres est la désorption des gaz adsorbés lors d'une élévation de température. A ceci se superpose bien entendu l'échauffement pur et simple du gaz. Nous allons voir que la limite de sensibilité ne peut être très différente de celle obtenue sans désorption des gaz.

Afin de généraliser le calcul thermodynamique de la dilatation, il est nécéssaire de connaitre l'équation d'état de l'ensemble contenu dans la capsule. Les données qui déterminent le problème sont:

a. Le gaz initialement contenu dans la capsule, répondant à $(C'—c')\ T = pv$ (en unités homogènes).

b. Le gaz désorbé par le charbon actif pendant un échauffement: $dV_a = adT - bdp$, le bilan étant $dQ_a = (q + p)\, dV_a$ (q: chaleur d'absorption).

---

[1]) H. V. Hayes, Rev. of Sc. Instr. 1936, p. 202.

c. Le charbon actif + le gaz adsorbé dans les conditions initiales p et T: capacité globale c''.

Seront notées dans la suite: C et c les chaleurs spécifiques à pression constante et à volume constant rapportées à la masse totale de la capsule de volume V. Au premier ordre près, on a évidemment $v = V$.

1. *Calcul de c.* Une transformation à volume constant donne $dV = dv + dV_a = 0$.

Donc $(C'—c')\,dT = pdv + Vdp$ et $-dv = adT - bdp$, d'où:

$$dv = dT\left(\frac{C'—c'—Va/b}{p + V/b}\right).$$

Comme il n'y a pas de travail extérieur fourni, on a:

$$dQ_v = (c' + c'')\,dT—qdv = dT\left(c' + c'' - \frac{C'—c'—Va/b}{p + V/b}\right).$$

Comme $C'—c' = T^{-1}pV$, la chaleur spécifique cherchée devient:

$$c = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_v = c' + c'' - \frac{qV}{T}\,\frac{pb—aT}{pb + V}. \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

2. *Calcul de C.* A pression constante, les variations de volume sont:

$$(C'—c')dT = pdv \quad \text{et} \quad dV_a = adT$$

Le bilan de la chaleur fournie se décompose en:

$C'dT$ pour le gaz initial de volume V;

$c''dT$ pour le charbon actif de volume négligeable;

$(q + p)\,dV_a = a\,(q + p)\,dT$ pour le gaz désorbé. Donc:

$$C = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_p = C' + c'' + a\,(q + p) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

3. *Equation d'état.* Elle est fournie par $dV = dv + dV_a$, c'est à dire:

$$dV = (a + V/T)\,dT - (b + V/p)\,dp = r^{-1}\,dT - sdp \quad . \quad (3)$$

4. *Distribution de température.* Un éclairement de la capsule produit évidemment une température variable d'un point à l'autre: dT est nul près des parois et maximum au centre. Comme cependant

l'équilibre de pression est toujours réalisé, il y a proportionnalité entre le dT local, c. à d. la portion localement utilisée de dQ, et la contribution locale à la dilatation totale. Les équations données plus haut restent donc valables, dV étant la dilatation totale et dT la différence de température moyenne dans tout le volume V.

5. *Energie disponible.* La dilatation dépend de la feuille qui est caractérisée par $dp = k \,.\, dV$ (4): la feuille est d'autant plus souple que k est petit. Le bilan énergétique d'une dilitation est, en déterminant les dérivées à l'aide de (3) et simplifiant avec (4):

$$\left.\begin{aligned} dQ = C\left(\frac{dV}{dT}\right)_p^{-1} dV + c\left(\frac{dp}{dT}\right)_v^{-1} dp = \\ = rC\,dV + rsc\,dp = r(C + sck)\,dV. \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Comme l'énergie disponible est $\varepsilon_p = 0{,}5\, dV dp = 0{,}5\, k \,.\, dV^2$, on a

$$\varepsilon = dQ^2 \cdot \frac{k}{2} \cdot \frac{1}{r^2 (C + sck)^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

On peut disposer de la constante k, c. à d. adapter au mieux la souplesse de la feuille pour obtenir le plus possible d'énergie disponible. En différentiant (6), cette condition donne pour le maximum: $ksc = C$. En remplaçant k par cette valeur dans (6), on a finalement:

$$\varepsilon_p = dQ^2\,(8\,r^2\,s\,C\,c)^{-1}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

6. *Application.* Soit δ la densité volumique du charbon et rapportons toutes les données à l'unité de poids et à l'unité de volume, c. à d.:

$$a = \delta\, V a_1,\ b = \delta V a_2,\ c'' = \delta\, V a_3,\ c' = VC_v \text{ et } C' = VC_p.$$

On a alors:

$$E_{\min} = E_{\min\,(\delta=0)} \cdot G(\delta), \text{ avec } G(\delta) = r(s\,c\,C)^{1/2}\,(3{,}5\,C_v T)^{-1/2}$$

où:

$$r^{-1} = V(\delta a_1 + T^{-1}),\ s = V(\delta a_2 + p^{-1}),$$

$$c = V\left(C_v + \delta a_3 - \delta q T^{-1}\,\frac{a_2 p - a_1 T}{\delta a_2 p + 1}\right)$$

et $C = V(C_p + \delta\,(a_1\,(q + p) + a_3))$. L'auteur de la méthode de la

capsule à charbon actif ne fournit aucun détail sur les fibres adsorbantes, aussi ne peut on faire que des suppositions. Si ces fibres sont équivalentes au charbon actif de sureau, qui est le meilleur adsorbant connu pour l'air (1 gr. adsorbe 100 cm^3 à $T = 300°$ K et à $p = 10^6$, désorption de 1 % par degré et de 10^{-6} par barye), on a: $a_1 = 1$, $a_2 = 10^{-4}$, $a^3 = 10^7$. Comme q est inconnu, mais probablement faible, nous donnons fig. 12 la fonction $G(\delta)$ pour 3

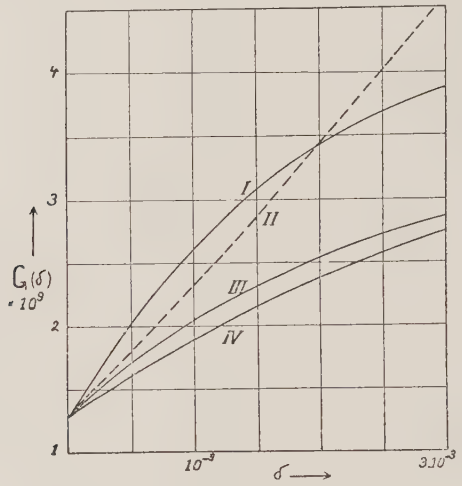


Fig. 12.
[C^T supposé constant]

exemples. Courbe I: $q = 10^7$ (5500 cal/mol, charbon de coco saturé), III: $q = 10^6$ (valeur très basse; un excellent charbon est situé entre I et III) et IV: $q = -3.10^5$ (peu vraisemblable, limite extrême admissible). II correspond au noir de fumée ($a_1 = a_2 = 0$). La meilleure sensibilité, on le voit, correspond au minimum de charbon (quel qu'il soit) compatible avec une absorption correcte des radiations. Un très bon charbon actif ne permet, au mieux, qu'un gain de 10 à 15 % sur un noir de fumée de même absorption optique.

G. Conclusion des sensibilités limites.

1. *Rendements.* Dans ce qui précède, les limites de sensibilité ont été calculées en considérant les divers instruments de réception

en tant que machines thermiques fonctionnant dans les meilleures conditions possibles.

A cet effet, un certain nombre d'hypothèses limites ont été faites. Pour comparer entre elles ces méthodes au point de vue pratique, il faut distinguer dans ces hypothèses celles qui, actuellement, sont réalisables, et celles qui ne le sont pas. Pour le bolomètre, le couple et le radiomètre, la mesure finale se fait, dans les montages les plus sensibles, par intermédiaire de l'énergie de torsion communiquée à un fil de suspension et cette transformation possède un rendement maximum d'à peu près 0,2. D'autre part, la mesure est forcément alternée, avec des mesures de même durée sans et avec source, ce qui comporte encore un facteur de réduction de 0,5. Les autres hypothèses sont au contraire réalisables, même si elles ne sont pas réalisées (Absence de conductibilité thermique vers les supports pour le bolomètre, absence de pertes par rayonnement latéral dans le couple, constante de temps thermique négligeable devant la période de l'instrument de mesure, etc.). Dans ces trois méthodes, la puissance disponible est donc affectée d'un facteur d'à peu près 0,1.

La méthode de la dilatation d'un gaz ne souffre pas de cette restriction: d'une part, l'énergie disponible calculée est de l'énergie mécanique et l'instrument de mesure est en somme déjà la feuille elle même, la méthode électrique adjointe ne jouant que le rôle d'un relai qui, dans les conditions voulues, n'apporte pas de perturbations propres. D'autre part, le principe du fonctionnement alternatif de la capsule implique déjà les mesures successives avec et sans source. Mais une restriction importante réside en ce que l'absorbant doit, indépendamment de la forme de la capsule, avoir un poids superficiel minimum pour pouvoir absorber les radiations incidentes. La capacité calorifique de cet absorbant n'est réellement négligeable que pour les capsules assez grandes. La variation de E_{min} en fonction de la section du flux de radiations n'est donc réellement en $s^{1/4}$ que pour ces dimensions là. Pour les dimensions petites, la capacité thermique relative de l'absorbant devient de plus en plus importante. Un calcul simple montre que pour des sections de flux de plus en plus petites, on n'a plus aucun intérêt à diminuer les dimensions de la capsule, et, qu'à partir d'une certaine limite, tout se passe comme si on diaphragmait simplement le flux. Dans ce domaine, la variation de E_{min} est donc en s^{0}. D'après ces diverses remarques, on peut

dresser le tableau récapitulatif suivant des sensibilités limites obtenues:

Bolomètre platine . .	$0{,}9.10^{-9}\ s^{\frac{1}{2}}\ \theta^{-\frac{1}{2}}$
Couple thermoélectrique	$0{,}9.10^{-9}\ s^{\frac{1}{2}}\ \theta^{-\frac{1}{2}}$
Radiomètre	$2\,4.10^{-9}\ s^{\frac{1}{2}}\ \theta^{-\frac{1}{2}}$
Dilatation d'un gaz . .	$1{,}3.10^{-9}\ s^{a}\ \theta^{-\frac{1}{2}}$
Dilatation et désorption	$1{,}0.10^{-9}\ s^{a}\ \theta^{-\frac{1}{2}}$

$a = 0{,}25$ pour s supérieur à 1, et tend vers 0 avec s.

Toutes ces limites apparaissent finalement donc comme très voisines, pour des flux larges du moins. Les méthodes basées sur la dilatation ne sont par contre pas recommandées pour des flux de faible section.

2. *Pertes thermiques du récepteur.* Dans tous les appareils examinés, la loi de perte de chaleur de l'organe sensible joue un rôle primordial. Dans le cas des récepteurs placés dans le vide ou pouvant y être placés, nous avons supposé que la perte d'énergie se fait par rayonnement et d'après la loi de Stephan. On peut remarquer que cette loi n'est effectivement suivie que par peu de corps et que, pour les substances brillantes en particulier, il ne suffit pas de changer le coëfficient d'émission, mais que la loi doit recevoir des corrections.

Ceci est cependant de peu d'importance à côté du fait que, théoriquement du moins, toute perte par rayonnement peut être supprimée pour un corps placé dans une enceinte fermée, même si les matières utilisées ne sont pas réfléchissantes. Il suffit pour cela d'entourer le corps chaud par une série d'écrans minces absorbants ou réfléchissants de façon à répartir graduellement la rayonnement.

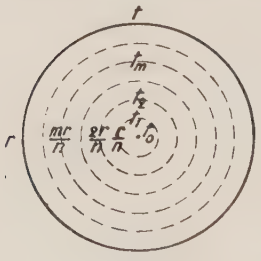


Fig. 13.

Pour se rendre compte du gain ainsi réalisé, considérons (fig. 13) un fil placé dans un cylindre concentrique, et soit φ le flux de chaleur. Interposons entre le fil et le cylindre $n - 1$ écrans de diamètres croissants, et de même coëfficient d'émission que ceux ci. Soit alors φ_1 le nouveau flux de chaleur à l'équilibre thermique.

Si t_0 est la température du fil et s sa surface, et t et S les quantités correspondantes pour le cylindre, on aura, en écrivant la conservation du flux en divers points:

$$\varphi = a\,s\,(t_0 - t)$$

$$\varphi_1 = a\,s\,(t_0 - t) = 2\pi \frac{r}{n}\, a\,(t_1 - t_2) = \ldots$$

$$\ldots = 2\pi r \frac{m}{n}\, a\,(t_m - t_{m+1}) = \ldots = 2\pi r \frac{n-1}{n}\, a\,(t_{n-1} - t).$$

On tire de là:

$$\frac{\varphi_1}{a}\left[\frac{1}{s} + \frac{n}{2\pi r}\sum_1^{n-1}\frac{1}{m}\right] = t_0 - t$$

et en remplaçant la somme par sa valeur approchée:

$$\frac{\varphi}{\varphi_1} = 1 + \frac{s}{S}\, n \log r n.$$

Dans le cas d'un point placé au centre d'une sphère (par exemple, soudure d'un couple), on aura d'une façon identique:

$$\frac{\varphi_1}{a}\left[\frac{1}{s} + \frac{n^2}{4\pi r^2}\sum_1^{n-1}\frac{1}{m^2}\right] = t_0 - t$$

et en sommant de façon approchée:

$$\frac{\varphi}{\varphi_1} = 1 + \frac{s}{S}\, n^2 \left(k - \frac{1}{n - 0{,}5}\right), \quad k = 1{,}635.$$

On voit que l'isolement par écrans interposés et dans le vide ne devient efficace que lorsque n est supérieur à D/d, D et d désignant les dimensions linéaires approximatives du récipient et de l'organe sensible. En d'autres mots, on ne gagne que peu avec un récipient très grand, ce qui importe surtout est la densité d'écrans au voisinage du centre.

En pratique, on ne peut disposer de tels écrans à moins d'avoir un organe sensible de dimensions très notables. Mais les formules ci-dessus traduisent une propriété bien connue des poudres fines et légères placées dans le vide: leur conductibilité thermique infime, et on pourrait concevoir l'isolement de l'organe récepteur au moyen d'une telle poudre.

3. *Angle solide de réception.* Il reste à examiner l'influence de l'ouverture qui doit exister dans la matière isolante afin que le rayonnement puisse atteindre le centre.

Pour un ensemble source récepteur immobile et réglé une fois pour toutes, il suffirait en principe que l'ouverture ait un angle solide ω (fig. 14) égal à l'angle sous lequel le récepteur voit la source (ou l'image de la source à travers un système optique quelconque). Dans

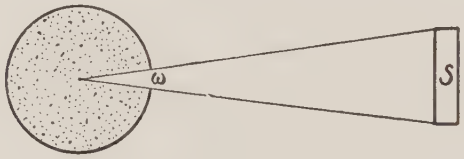


Fig. 14.

ce cas, pour un isolement thermique infini du restant de l'angle, la température du récepteur deviendra égale à la température de la source (ou bien égale à la température équivalente de l'image de la source: $T = \left[\frac{4\pi E}{s'\sigma\omega} + T_0{}^4\right]^{1/4}$ avec s' surface de réception et E le flux reçu). Un résultat identique aurait été obtenu avec un miroir parfait tel que le récepteur ne puisse voir que la source ou sa propre image réfléchie (fig. 15).

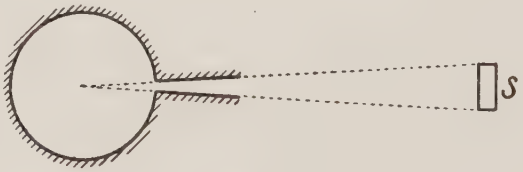


Fig. 15.

Théoriquement donc la limite de la puissance pouvant être rendue disponible aux bornes du récepteur global est $E \cdot \frac{\Delta T}{T_0 + \Delta T} \cdot \varrho\varrho'$ où ΔT est la différence de température entre le récepteur au repos et la source, ϱ le rendement propre de l'appareil et ϱ' le rendement de transmission de l'appareil à l'organe mécanique de mesure. Ce résultat était évident à priori, puisque le système d'isolement envisagé revient à supprimer tout échange calorifique autre que celui entre source et récepteur.

Il faut cependant bien voir que ceci constitue une servitude pour le récepteur, servitude d'autant plus importante que l'angle ω est plus petit. Appelons en pratique maniabilité d'un récepteur le rapport $m = \frac{\omega}{4\pi}$. La maniabilité exprime la facilité avec laquelle un flux émanant d'une source ponctuelle peut toucher le récepteur sans que l'on aie à effectuer de réglages. Si $\triangle T$ est la différence de température qui résulte d'un flux E en l'absence de tout isolement, en aura, pour un isolement correspondant à m: $\triangle T' = \frac{\triangle T}{m}$ ainsi que $\varepsilon'_p = \frac{\varepsilon_p}{m}$ et pour la constante de temps: $\tau' > \frac{\tau}{m}$ (signe $>$ à cause de la présence de la matière isolante qui ne saurait être impondérable). Un rendement élevé ne peut donc s'obtenir qu'au détriment de la maniabilité et de la rapidité de l'instrument.

Dans les exemples d'instruments dans le vide que nous avons examinés nous avons toujours admis $m = 1$. Ceci est en effet assez voisin de la réalité courante. Pour toute autre donnée de construction, la correction est facile à apporter. Il est rare en pratique que $m < \frac{1}{4}$, car, dès qu'une source est petite, éloignée et ponctuelle, permettant l'emploi de m très petit, il devient beaucoup plus avantageux d'utiliser un miroir parabolique concentrant un flux aussi grand que nécéssaire sur le récepteur. La sensibilité à la source croit ainsi sans que soit altérée la rapidité de l'appareil.

C'est par suite de ces questions d'isolement et de concentration de rayonnement sur l'organe sensible du récepteur qu'il est impossible dans la grande majorité des cas de remonter à la vraie sensibilité d'un instrument en se basant sur les résultats donnés par les auteurs. Non seulement les sources utilisées pour l'étalonnage sont mal définies et rarement exprimées en unités énergétiques (bougie à la stéarine, bougie Hefner, filtration totale non indiquée, quelque fois même, emploi d'une lampe à incandescence sans tenir compte des radiations infrarouges émises par le verre...), mais la plupart des appareils comportent un dispositif rudimentaire de concentration optique dont le rôle ne pourrait être déterminé qu'expérimentalement (récipient avec paroi réfléchissante, miroir métallique plan disposé derrière l'organe sensible, fenêtre précédée

d'un cône métallique poli où non: ce dernier cas, très fréquent, peut conduire facilement à un facteur de concentration 3 ou 4).

Dans le cas enfin des instruments utilisant un gaz pour la transformation des énergies, et ne pouvant donc par principe fonctionner dans le vide, la suppression totale des pertes de chaleur par rayonnement est moins importante. Aux températures moyennes les pertes par conductibilité du gaz sont en effet du même ordre de grandeur ou supérieures à celles par rayonnement, et quelques précautions faciles (parois réfléchissantes) suffisent pour rendre petites celles ci devant celles là.

Dans la méthode de la dilatation d'un gaz, il reste la possibilité théorique d'isoler toute la capsule (supposée très légère) en la plaçant toute entière dans le vide. En pratique, il est impossible de faire cela, car on serait conduit à des problèmes expérimentaux insolubles (capsule impondérable et résistant à la pression, feuille soumise à une différence de pression permanente, etc.).

II. FONCTIONNEMENT DE LA CAPSULE A DILATATION

Nous avons vu p. 25 que l'appareil étudié ici se compose en principe d'une enceinte close, fermée d'une part par une fenêtre transparente aux radiations à recevoir, d'autre part par une membrane mince, flexible et conductrice, et contient un absorbant léger destiné à convertir les radiations en énergie thermique. Le déplacement de la membrane par la dilatation du gaz donne une mesure de cette énergie thermique.

La mesure d'un tel déplacement peut évidemment être effectuée par un grand nombre de méthodes, soit électrique, soit mixtes (par exemple, mesure du rayon de courbure de la membrane au moyen d'une cellule photo-électrique), soit mécaniques. Ici, seules les méthodes électriques ont été retenues comme permettant d'atteindre la sensibilité voulue. Le principe de ces méthodes consiste toujours à former un condensateur dont les armatures sont la membrane et un plateau fixe. Les déplacements de la membrane se traduisent ainsi par des variations de capacité.

Dans la construction d'une capsule et du système de mesure adjoint interviennent de nombreuses données qui influent de façon directe sur la sensibilité et sur le comportement de l'appareil. Ces données sont trop nombreuses pour qu'il soit possible de les étudier expérimentalement. Il est donc nécéssaire de les examiner par le calcul afin de déterminer leurs rôles respectifs dans le fonctionnement global, et aussi afin de prévoir dans la mesure du possible la meilleure forme à donner à priori à un appareil destiné à un emploi donné.

Seront par conséquent étudiées, en fonction du montage électrique adopté, la forme de la capsule, la disposition et les qualités de l'absorbant, la membrane au point de vue de sa dimension et de sa tension, ainsi qu'au point de vue de son comportement dans le champ électrique, et enfin le plateau en tant qu'armature du condensateur.

Dans une partie des calculs, il a été introduit comme hypothèse simplificatrice que la réaction du circuit électrique sur la membrane est négigeable, en d'autres mots, que l'échange énergétique membrane-circuit électrique est faible devant l'énergie fournie

par le gaz à cette membrane. Les calculs sont ainsi facilités. La réaction en question a été introduite ensuite comme correction, surtout à propos de la valeur du bruit de fond électrique et de la perturbation qu'elle apporte aux mesures.

1. *Montages electriques utilises.*

Le plus simple des montages, celui qui a été initialement étudié, est celui de la fig. 16. L'appareillage électrique se compose d'un

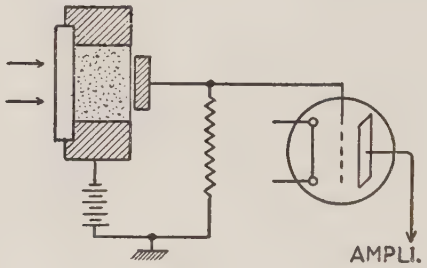


Fig. 16.

amplificateur basse fréquence (f de l'ordre de la seconde). Le plateau est relié directement à la grille d'entrée. La résistance de polarisation peut éventuellement être supprimée, le point de fonctionnement de la grille étant alors son potentiel d'équilibre. La capacité formée par la feuille et le plateau est chargée au moyen d'une source de potentiel continu connectée à la feuille.

Une modification qui simplifie beaucoup la construction de la capsule est donnée par le schéma de la fig. 17: la feuille est mise à

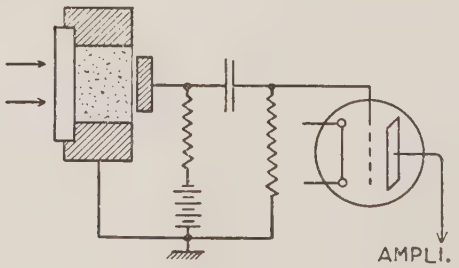


Fig. 17.

terre et n'a plus besoin d'être isolée, et une seule borne, celle correspondant au plateau, sort de l'appareil. Les inconvénients sont:

existence d'un condensateur auxiliaire chargé et fuites dans l'isolement supportant le plateau, à moins de recourir à un anneau de garde porté à la tension.

Ces deux effets peuvent, pour une tension de 200 ou 300 volts, amener une augmentation notable du bruit de fond.

Les montages à très basse fréquence étant sujets à un bruit de fond trop élevé, il a été cherché à résoudre la question au moyen d'un courant à fréquence musicale.

Le premier montage, fig. 18, dérive du pont de Wheatstone en

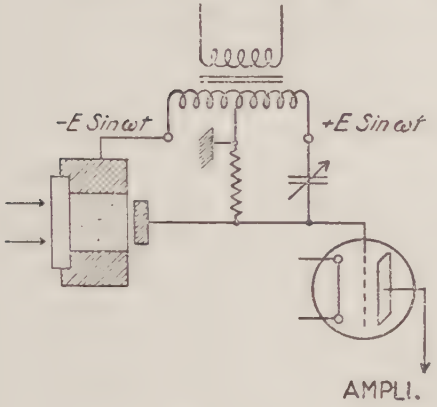


Fig. 18.

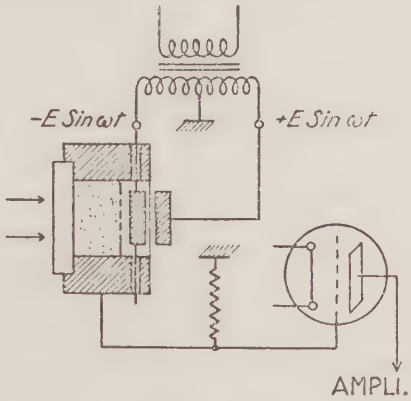


Fig. 19.

courant alternatif. La feuille est nécéssairement isolée. L'avantage de la méthode consiste en ce que la constante de temps du circuit grille n'est plus déterminée par la constante temps de la capsule, toujours très grande, mais par la fréquence du courant alternatif alimentant le pont. On peut alors employer une résistance de polarisation beaucoup plus faible et diminuer corrélativement le bruit de fond de la première lampe.

Ultérieurement nous sommes passés au montage de la fig. 19 pour les raisons suivantes: l'attraction électrostatique exercée par les deux plateaux sur la feuille se compense, et celle-ci n'est plus déformée comme dans les cas précédents. D'autre part, les deux condensateurs étants très pareils, il y a une diminution notable des dérives dues à des effets de température agissant différemment sur ces deux condensateurs. La sensibilité enfin est doublée.

Ces deux montages s'étant révèlés d'une réalisation pratique assez

compliquée, nous avons étudié un montage ne nécéssitant plus des étages intermédiaires d'amplification constante et linéaire et une capsule très compliquée. La fig. 20 donne le schéma de principe

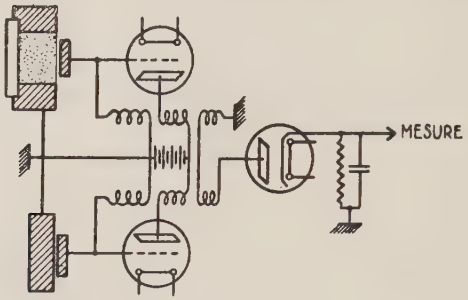


Fig. 20.

utilisé: la capacité fait partie du circuit résonnant d'une lampe oscillatrice. Un second circuit sert à produire avec le premier des battements dont la fréquence sera proportionnelle à la variation de la capacité.

Un essai a été fait avec le montage de la fig. 21, où la modulation de fréquence est transformée en modulation d'amplitude. A cet effet le courant modulé traverse un filtre légèrement désaccordé, le point de fonctionnement se trouvant sur un des côtés latéraux de la courbe

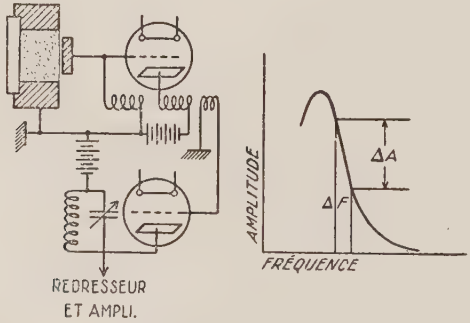


Fig. 21.

de résonance. Cet essai à été infructueux à cause des dérives de l'étage oscillateur. Seule la différence de deux fréquences permettait, par tatonnements, d'égaliser les deux dérives.

Une capsule du genre figuré en 19 s'est révélée comme inutilisable

dans les montages hétérodynes. Ceci était à prévoir, le plateau intérieur étant, par construction, difficile à isoler de façon aussi simple et donc parfaite que le plateau extérieur. Les fréquences en question (20 à 80 mégacycles) interdisaient en effet tout usage de mauvais isolants.

Dans la suite, les montages des figures 16—17, 18—19 et 20 seront désignés par: montage direct, en pont et hétérodyne.

2. *Définition de la sensibilité.*

Il est d'usage, dans les mesures de radiations, d'exprimer la sensibilité des instruments en ampères ou en volts par watt d'énergie incidente, plutôt qu'en énergie utilisable aux bornes du détecteur par énergie incidente au carré. Ceci provient de façon naturelle de ce que l'instrument de mesure est toujours linéaire par rapport à la racine carrée de l'énergie qu'il reçoit, c'est à dire linéaire par rapport à la différence de potentiel à ces bornes et par rapport au courant qui le traverse. Utilisée en tant qu'échelle de comparaison, cette définition est très arbitraire. Il est évident en effet qu'un appareil fournissant par watt incident 0,01 volt avec une résistance interne de 10 ohms (couple, par ex.) est aussi sensible qu'un autre fournissant 1000 volt avec une résistance interne de 10^{11} ohms, les deux donnant, par $(\text{watt})^2$ incident, 5.10^{-4} watt dans un instrument de mesure de resistance optimum. La seule chose qui ait réellement un sens est le minimum d'énergie incidente perceptible dans les conditions de l'expérience. Ce n'est que lorsqu'un même instrument de mesure est successivement couplé à différents détecteurs qu'une telle comparaison est possible, en supposant, ce qui est généralement le cas, que c'est cet instrument qui limite la précision.

C'est pour cette raison que l'on peut se conformer à l'usage, et pour les deux premiers montages examinés (direct et en pont), la sensibilité sera exprimée en volts par watt incident, la capsule étant reliée à la première lampe, c'est à dire compte tenu de la capacité grille et des capacités parasites. Dans le montage hétérodyne, la sensibilité sera donnée par la fréquence des battements par watt incident. Cette dernière grandeur ne se prête à aucune comparaison avec d'autres appareils et seule la limite de perception sera à retenir en définitive. La fréquence permettra cependant de discuter les différentes réalisations possibles de capsules.

3. *Sensibilité a une variation de capacité.*

A. Montage direct. Soit une impulsion lumineuse arrivant dans la capsule et provoquant, par déformation de la membrane, une variation de capacité. En considérant le schéma 22 où C est la capacité membrane-plateau, χ la capacité grille + parasite

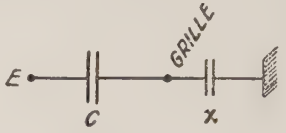


Fig. 22.

E la tension appliquée aux bornes de C et en négligeant la résistance de polarisation supposée grande, on a:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta C}{C+\chi} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

(ΔE est pris ici en valeur absolue, son signe est sans importance).

B. Montage en pont. Schématiquement représenté sur la fig. 23, il est pareil à un montage en étoile. L'amplitude de la tension grille est donnée par

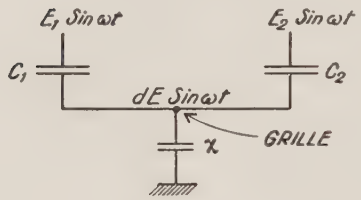


Fig. 23.

$$\Delta E = \frac{E_1 C_1 + E_2 C_2}{C_1 + C_2 + \chi}.$$

Si la capsule est montée avec un seul plateau (fig. 18), on aura pour un système presqu'équilibré

$$E_1 = -E_2 = E, \quad C_1 = C + \Delta C, \quad C_2 = C$$

et donc
$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta C}{2C+\chi} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Dans le cas de 2 plateaux, les deux capacités varient simultanément

$$C_1 = C + \Delta C, \quad C_2 = C - \Delta C$$

et par suite
$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\Delta C}{2C+\chi} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

C. Montage hétérodyne. La fréquence du circuit oscillant étant $F^{-1} = 2\pi\sqrt{LC}$ on a

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{\Delta C}{2(C+\chi)} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

On voit que cette expression permet, par comparaison avec (1), d'appliquer les calculs de sensibilité du montage direct au montage hétérodyne en posant $\frac{\Delta F}{F} = \frac{1}{2}\frac{\Delta E}{E}$.

4. *Déformation de la feuille par une pression.*

Pour commencer, le calcul de la sensibilité sera fait sans tenir compte de l'attraction électrostatique de la membrane par le plateau. Cette attraction sera introduite ultérieurement sous forme de correction.

Il faut supposer, ainsi que cela se vérifie expérimentalement, que l'on a réussi à tendre la feuille avec une tension uniforme et isotrope **T**, c'est à dire qu'il faut une force de **T** dynes par cm pour ramener l'un sur l'autre les deux bords d'une coupure quelqu'en soit l'orientation. De plus, les déplacements auteur de la position plane seront très petits de manière que la projection de **T** sur le plan de la feuille reste constante.

Soit, par arrivée d'une quantité de chaleur ΔQ dans la capsule, la dilatation du gaz avec une augmentation de volume ΔV, la feuille prenant une forme bombée avec une flèche f au centre sous l'effet de l'augmentation de pression Δp. Si R_1 et R_2 sont les rayons de courbure principaux, on a en chaque point de la feuille:

$$-\Delta p = \mathbf{C}\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right).$$

Comme on a la symétrie de révolution, et tenant compte de la presqueplanéïté de la feuille, on aura

$$\frac{1}{R_1} = \frac{d^2x}{dy^2} \text{ et } \frac{1}{R^2} = \frac{1}{y}\cdot\frac{dx}{dy} \text{ et par suite } -y\,\Delta p = \mathbf{T}\,(x'_y + y^{-1}\,x''_y).$$

Après intégration et avec les conditions au bord, ceci donne:

$$x = \frac{\Delta p}{4\,\mathbf{T}}(r^2 - y^2), \text{ donc pour la flèche au centre: } f = \frac{\Delta p \cdot r^2}{4\mathbf{T}}. \quad (5)$$

Soit encore en fonction de la variation de volume:

$$\Delta V = \frac{\pi}{8}\cdot\frac{\Delta p \cdot r^4}{\mathbf{T}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

5. *Variation de la capacité par une déformation.*

Usuellement le plateau est plus petit que la feuille. Soit ϱ son

rayon (fig. 24) et soit e la distance plateau-feuille au repos. En un point d'abscisse y cette distance devient $e-x$. La capacité étant au

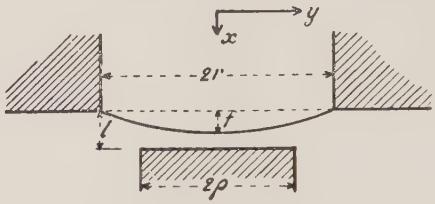


Fig. 24.

repos $C = \frac{\varrho^2}{4e}$, celle ci devient lors d'une déformation:

$$C + \Delta C = \frac{1}{4\pi} \int_0^s \frac{ds}{e-x} = \frac{1}{4\pi e} \int_0^s \left(1 + \frac{x}{e}\right) ds$$

puisque x est très petit.
En remplaçant x par sa valeur (5):

$$\Delta C = \frac{\Delta p}{8 e^2 \mathbf{T}} \int_0^{\varrho} (r^2 - y^2)\, y\, dy$$

c'est à dire

$$\Delta C = \frac{\Delta p \varrho^2}{16 e^2 \mathbf{T}} \left(r^2 - \frac{\varrho^2}{2}\right) = \frac{\Delta V}{2\pi e^2} \delta \left(1 - \frac{\delta}{2}\right) \text{ en posant } \delta = \frac{\varrho^2}{r^2}. \quad (7)$$

6. *Influence de la dimension du plateau.*

Le déplacement de la membrane étant nul au bord et maximum au centre, le plateau a forcément avantage à être plus petit que la membrane.

A. Montage direct. Lorsque la membrane subit une déformation rapide par rapport à la constante de temps du circuit grille, la résistance de polarisation peut être négligée. En remplaçant dans (1) ΔC par sa valeur (7), cette impulsion est donnée par:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta p}{16 \mathbf{T} e^2} \frac{\varrho^2 \left(r^2 - \frac{\varrho^2}{2}\right)}{\frac{\varrho^2}{4e} + \chi} \quad \ldots\ldots \quad (8)$$

Si on suppose la capsule et la membrane données, ainsi que l'intervalle d'air qui est déterminé par des questions de tolérance mecanique et de champ électrique il reste comme variable le diamètre du plateau. La sensibilité à une variation de pression passe par son maximum pour:

$$\varrho_m = \left[2e\chi \left(\left[4 + 2\frac{r^2}{e\chi} \right]^{\frac{1}{2}} - 2 \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Si par exemple $e = 10^{-2}$ cm, $\chi = 10$ cm, $r = 1$ cm, on a $\varrho_m = 0{,}76$ cm. En prenant $\varrho = r$, la sensibilité est divisée par 1,2 par rapport au maximum. Celui ci n'est donc pas aigu, la valeur donnée de ϱ_m n'est pas très critique. Pour $\varrho < \varrho_m$ cependant, la sensibilité diminue rapidement.

B. Montage en pont. Un raisonnement identique donne pour les montages à 1 et à 2 plateaux:

$$\varrho_m^2 = 2e\chi \left[\left(1 + \frac{r^2}{e\chi} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

L'impulsion grille est donnée, dans le cas de 2 plateaux, par:

$$\frac{\triangle E}{E} = \frac{\triangle p}{16 T e^2} \frac{\varrho^2 \left(r^2 - \frac{\varrho^2}{2} \right)}{\frac{\varrho^2}{4e} + \frac{\chi}{2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

7. *Calcul thermodynamique de la dilatation.*

Il faut chercher la relation existant entre l'augmentation de volume $\triangle V$ et la quantité de chaleur $\triangle Q$ absorbée par le gaz de la capsule. Supposons pour cela que $\triangle Q$ représente la quantité de chaleur réellement gagnée par le contenu de la capsule, c'est à dire compte tenu des pertes de chaleur éventuelles par conduction ou par rayonnement.

La capacité calorifique de l'absorbant sera d'abord négligée pour être introduite ensuite comme correction. Soient C'_p et C'_v les capasités calorifiques à pression et à volume constant du gaz contenu dans la causple, exprimées en ergs, ainsi que $\triangle Q$.

Initialement on a:

$$pV = (C'_p - C'_v)\, T \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Après arrivée de l'impulsion calorifique:

$$\Delta Q = C'_v \Delta T + p \Delta V \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

Soit $K = \frac{\Delta V}{\Delta K}$, K étant caractéristique de la feuille. En différentiant (12) on a:

$$\frac{\Delta V}{\Delta T}\left[\frac{1}{Kp} + \frac{1}{V}\right] = \frac{1}{T}$$

et en substituant dans (13):

$$\frac{\Delta V}{\Delta Q} = \left[p + \frac{C'_v T}{Kp} + \frac{C'_v T}{V}\right]^{-1}$$

et en simplifiant avec (12):

$$\frac{\Delta V}{\Delta Q} = \frac{V}{TC'_p} \cdot \frac{1}{1 + \frac{V}{\gamma Kp}} \quad \text{où } \gamma = \frac{C'_p}{C'_v} . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Si on tient compte de la matière absorbante, de capacité c', l'équation (13) se modifie en $\Delta Q = (C'_v + c')\,\Delta T + p\,\Delta V$ et on obtient pour ΔV:

$$\frac{\Delta V}{\Delta Q} = \frac{V}{TC'_p} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{V}{Kp\gamma}\right) + \varepsilon\left(1 + \frac{V}{Kp}\right)} \quad \text{en posant } \varepsilon = \frac{c'}{C'_p} . \quad (15)$$

En utilisant les unités habituelles: ΔQ en watts, C_p, C_v et C en calories par cm³ dans les conditions normales et en remplaçant K par sa valeur tirée de (6), on aura:

$$\frac{\Delta V}{\Delta Q} = \left[JTC_p\left(1 + \varepsilon + \frac{8\,\mathrm{T}\,V}{\pi r^4 p}\left[\varepsilon + \frac{1}{\gamma}\right]\right)\right]^{-1} \qquad (J = 4{,}18). \quad (16)$$

8. *Constante de temps thermique.*

On a vu p. 26, lors du calcul de la sensibilité limite, qu'il est nécéssaire d'introduire une grandeur $C^T = \frac{q}{Q}$ où Q est la quantité de chaleur incidente par seconde et q la quantité de chaleur emmagasinée une fois l'équilibre établi. Comme il sera démontré plus loin, le rapport C^T de ces deux quantités est approximativement assimilable à une constante de temps.

La sensibilité étant toujours proportionnelle à C^T, il est indispensable de déterminer cette constante dans quelques cas usuels. Généralement les calculs sont très compliqués si on n'introduit pas les simplifications nécéssaires. Pour cette raison, seuls quelques types de capsules schématisées seront examinés ici, afin de se rendre compte de l'allure générale de la variation de C^T avec les dimensions, la forme et le remplissage de la capsule. Il ne faut pas oublier que C^T ne peut de toutes façons jamais être déterminé d'avance avec une grande précision: la qualité et la disposition de l'absorbant sont trop sujettes à des irrégularités pour qu'on puisse les assimiler à un cas entièrement calculable.

A. Capsule spherique entièrement remplie d'absorbant. Supposons que la capsule ait la forme reproduite fig. 25: sphérique, entièrement remplie d'absorbant et munie d'une

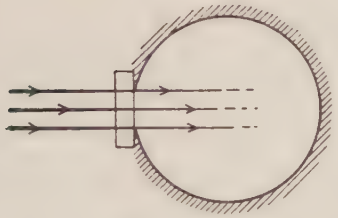


Fig. 25.

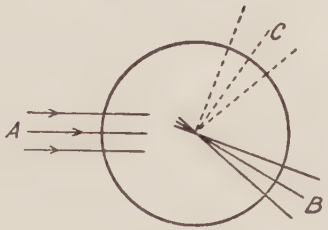


Fig. 26.

fenêtre petite par rapport au diamètre $2R$ de la capsule. Le rayonnement Q_0 entrant par la fenêtre est admis, pour la simplicité, comme ayant un coëfficient d'absorption μ simple dans la matière remplissant la capsule.

Tel que, il n'est pas possible de pousser les calculs jusqu'au stade des résultats numériques. Mais on peut adopter un schéma plus simple et équivalent: puisque le pinceau de radiations est étroit, on peut remplacer (fig. 26) ce pinceau A parallèle par le pinceau B convergent sans changer physiquement beaucoup aux phénomènes. On peut ensuite admettre qu'un second pinceau C entrant dans la capsule serait, au point de vue d'échauffement, additif avec B. On peut donc partager B en deux faisceaux sans changer q. En répétant cette opération une infinité de fois, le rayonnement B et donc A se trouve réparti isotropiquement autour de la capsule supposée entière-

ment transparente et le schéma adopté possède ainsi la symétrie sphérique.

Soit alors y le rayon d'une sphère intérieure à la capsule, soit T la température, en excès sur les parois de la surface de cette sphère, une fois l'équilibre établi. Le rayonnement, qui parcourt la sphère sur une longueur $2y$, y abandonne une quantité de chaleur

$$Q = Q_0 [e^{-\mu(R-y)} - e^{-\mu(R+y)}].$$

Pendant toute la traversée de la capsule, ce rayonnement y a abandonné: $Q_u = Q_0 [1 - e^{-2\mu R}]$ Expérimentalement, si une partie notable du rayonnement subsiste après la traversée, il est réfléchi par les parois métalliques et retraverse la capsule. En pratique on peut admettre que les radiations, une fois entrées, ne ressortent plus de la capsule et la quantité de chaleur absorbée par la sphère de rayon y est:

$$Q_0 \frac{Q}{Q_u} = Q_0 \frac{\operatorname{Sh} \mu y}{\operatorname{Sh} \mu R}.$$

Comme cette quantité égale celle quittant la sphère par conductibilité (coëfficient λ), l'équation du problème est:

$$Q_0 \frac{\operatorname{Sh} \mu y}{\operatorname{Sh} \mu R} + 4\pi\lambda y^2 \frac{dT}{dy} = 0.$$

En posant $\mu y = v$ et $\mu R = u$ on a donc

$$\frac{dT}{dv} = -\alpha \frac{\operatorname{Sh} v}{v^2}, \quad \alpha = \frac{Q_0 \mu}{4\pi\lambda \operatorname{Sh} u} \text{ avec } T(u) = 0 \text{ (température paroi)} \quad (17)$$

La quantité de chaleur accumulée en excès sur la température de la paroi est:

$$q = 4\pi c \int_0^R y^2 T \, dy = \beta \int_0^u T(v) v^2 \, dv \left(\beta = \frac{4\pi c}{\mu^3} \right). \quad (18)$$

L'équation (17) ne possède pas d'intégrale simple. Pour éviter un développement en série, on peut poser $I(v) = \operatorname{Sh} v \cdot v^{-2} dv$ la condition $T(u) = 0$ donnant $T(v) = \alpha [I(u) - I(v)]$, et l'équation (18) s'écrit successivement

$$\frac{q}{\alpha\beta} = \int_0^u [I(u) - I(v)] v^2 \, dv = I(u) \int_0^u v^2 \, dv - \int_0^u I(v) v^2 \, dv$$

$$= I(u)\frac{u^3}{3} + \frac{1}{3}\int_0^u \frac{dI}{dv} v^3\, dv - \left| I(v)\frac{v^3}{3}\right|_0^u = \int_0^u \frac{dI}{dv}\,\frac{v^3}{3}\, dv$$

$$= \frac{1}{3}\int_0^u v\,\mathrm{Sh}\, v\,.\, dv = \frac{1}{3}[u\,\mathrm{Ch}\, u - \mathrm{Sh}\, u].$$

En remplaçant α et β par leurs valeurs, la constante de temps est:

$$C^T = \frac{q}{Q_0} = \frac{c}{3\lambda\mu^2}\left[\frac{\mu R}{\mathrm{Th}\,\mu R} - 1\right] \ldots\ldots \quad (19)$$

Les valeurs limites sont:

$$\mu R \text{ grand, } C^T \to \frac{cR}{3\lambda\mu}$$

$$\mu R \text{ petit, } C^T \to \frac{cR^2}{9\lambda}.$$

Il reste à voir la signification de c sur lequel rien n'a été spécifié. La chaleur emmagasinée par la capsule dépend évidemment de la souplesse de la feuille: suivant que la feuille est plus ou moins souple, l'échauffement se rapproche d'une transformation à pression constante ou de celle à volume constant. En se reportant à (24) et (15), on voit que c est fonction de la fraction caractéristique V/Kp, et que ses valeurs extrêmes sont $c = C + C_p$ (feuille infiniment souple) et $c = C + C_v$ (feuille rigide).

En utilisant les notations du paragraphe 7, on trouve ainsi:

$$c = C_p\left[1 + \varepsilon + \frac{(\gamma - 1)(1 + \varepsilon)}{\left(\frac{1}{\gamma} + \varepsilon\right)\frac{V}{Kp} + 1 + \varepsilon}\right] \ldots\ldots \quad (20)$$

Dans le chapitre suivant, on verra que la sensibilité n'est pas directement proportionnelle à C^T. Il est évident que l'adjonction au gaz d'une matière absorbante et non dilatable augmente c et donc C^T; mais, au point de vue de la sensibilité, c'est la température du gaz, donc la quantité de chaleur prise par celui-ci qui seul importe. La fig. 27 donne la traduction graphique de la formule (19) en tenant compte de cet effet: la quantité en ordonnées est q_{gaz}: Q. Ces courbes sont établies en supposant que la membrane possède une tension T telle que $\triangle V$ est moitié du maximum possible

($K^{-1} = 0$) et représentent un facteur proportionnel à la sensibilité. On voit combien défavorable est un absorbant qui localise l'élévation de température trop près de la fenêtre.

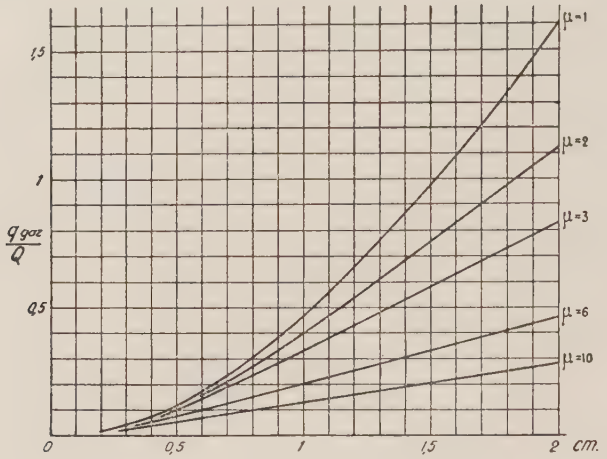


Fig. 27.

B. Capsule non entièrement remplie. Cette dernière remarque suggère la construction de capsules où un espace libre est laissé entre la fenêtre d'entrée et l'absorbant. Schématiquement, une telle forme se ramène à celle figurée en 28*a*. Fréquemment, en pratique, le coëfficient μ est grand, de façon que $1 - e^{-2\mu R} \neq 1$,

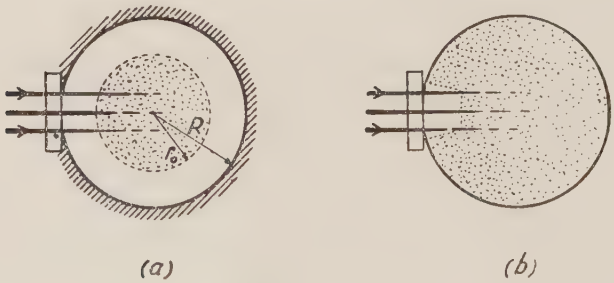


Fig. 28

et il est alors sans importance que l'espace compris entre la paroi et la partie absorbante centrale soit aussi remplie de matière absorbante, la seule partie libre étant située du côté de la fenêtre (28*b*).

En supposant que la sphère centrale a un rayon notablement plus

grand que la fenêtre, les calculs précédents peuvent encore être utilisés en première approximation, avec les mêmes hypothèses initiales.

Entre r_0 et R, la conservation du flux donne:

$$4\pi\lambda y^2 \frac{dT}{dy} + Q_0 = 0$$

avec $T(R) = 0$, d'où:

$$T = \frac{Q_0}{4\pi\lambda}\left[\frac{1}{y} - \frac{1}{R}\right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

La partie centrale donne encore l'équation (17), mais avec $u = \mu r_0$. Comme

$$T(r_0) = \frac{Q_0}{4\pi\lambda}\left[\frac{1}{r_0} - \frac{1}{R}\right]$$

la partie centrale donne donc $T = a\,[I(u) - I(v)] + T(r_0)$.

Si q_1 est la quantité de chaleur gagnée par cette partie de la capsule et q_2 celle relative à la région de r_0 à R, on obtient ainsi:

$$\left.\begin{aligned} q_1 &= 4\pi c a \int_0^u [I(u) - I(v)]\, v^2\, dv + 4\pi c \int_0^{r_0} T(r_0)\, y^2\, dy \\ q_2 &= \frac{c' Q_0}{\lambda} \int_{r^0}^{R} \left(y - \frac{y^2}{R}\right) dy . \end{aligned}\right\} \quad (21)$$

La première partie de q_1 donne le même résultat que (19). Au total on trouve

$$C^T = \frac{q_1 + q_2}{Q_0} = \frac{c}{3\lambda}\left(\frac{1}{\mu^2}\left[\frac{\mu r_0}{Th\,\mu r_0} - 1\right] + r_0^2 - \frac{r_0^3}{R}\right) + \\ + \frac{c'}{3\lambda}\left(\frac{R^2}{2} + \frac{r_0^3}{R} - \tfrac{3}{2} r_0^2\right).$$

Lorsque se trouve réalisé le cas du schéma 28*b* avec μ assez grand, on aura sensiblement $c = c'$ ainsi que $\mathrm{Th}\,\mu r_0 \neq 1$. En notant $d = R - r_0$, on trouve:

$$C^T = \frac{c}{3\lambda}\left[\frac{\mu r_0 - 1}{\mu_2} + d\left(R - \frac{d}{2}\right)\right] . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (22)$$

Les termes contenant μ deviennent vite négligeables lorsque $R - r_0$ croit. C'est donc ce type de capsule qui est le plus avantageux lorsque l'on a des difficultés à constituer un absorbant de μ assez faible. C'est d'autre part le type de capsule offrant la plus grande sensibilité quand la section du flux est donnée par avance: en augmentant le diamètre de la capsule, on lui donne une constante de temps aussi grande que le permettent les constantes correspondantes des circuits électriques.

C. Capsule sphérique avec grande fenêtre. Si on désire mesurer un flux de radiations de faible intensité et non diaphragmé ou tout au moins de très grande section, on a intérêt à utiliser la fenêtre la plus grande possible, par exemple de section égale à celle de l'absorbant ou même de la capsule. En fait, on est, dans ce cas, seulement limité dans les dimensions maxima par la constante de temps électrique de l'amplificateur ou de l'instrument de mesure final, et on peut admettre que C^T est donné. La quantité de chaleur accumulée étant d'autant mieux utilisée que le volume est petit, on est amené à la capsule de la fig. 29 où il existe encore un vide entre la fenêtre et l'absorbant, mais où la section du flux rentrant est maximum.

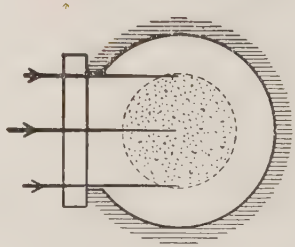


Fig. 29.

Le calcul dans le cas général est pratiquement impossible à effectuer. On peut seulement faire une évaluation pour les petites valeurs de μ afin d'établir un parallèle avec la capsule à petite fenêtre. Par un raisonnement semblable à celui qui à servi dans ce cas, on peut admettre que la chaleur est absorbée homogènement dans toute la masse de l'absorbant. De cette façon on obtient une limite supérieure de C^T puisque un coëfficient d'absorption trop fort provoquera une localisation de la chaleur absorbée plus près des parois.

Soient encore r_0 et R les rayons de la sphère et de la capsule, et Q l'intensité du flux de chaleur absorbé. Entre r_0 et R, on a comme plus haut

$$T = \frac{Q}{4\pi\lambda}\left[\frac{1}{y} - \frac{1}{R}\right].$$

Pour la partie centrale, la répartition homogène de la chaleur se traduit par

$$Q\frac{y^3}{r_0^3}+4\pi\lambda y^2\frac{dT}{dy}=0.$$

D'où on tire, en tenant compte de la condition de raccordement pour r_0:

$$T=\frac{Q}{8\pi\lambda}\left[\frac{3}{r_0}-\frac{2}{R}-\frac{y^2}{r_0^3}\right].$$

La constante C est donnée par suite par:

$$C^T=\frac{q_{0-r_0}+q_{r_0-R}}{Q}=\frac{c}{\lambda}\int_0^{r_0}\left[\frac{3y^2}{2r_0}-\frac{y^2}{R}-\frac{y^4}{2r_0^3}\right]dy+\frac{c'}{\lambda}\int_{r_0}^{R}\left[y-\frac{y^2}{R}\right]dy,$$

donc

$$C^T=\frac{c}{\lambda}r_0^2\left[0{,}4+\frac{r_0}{3R}\right]+\frac{c'}{\lambda}R^2\left[\frac{1}{6}+\frac{r_0^3}{3R^3}-\frac{r_0^2}{2R^2}\right] \quad . \quad (23)$$

C'est cette formule, la plus favorable possible, qui a été utilisée pour le calcul de la sensibilité limite (p. 28) en posant en plus $c=c'$, donc en négligeant la capacité calorifique de l'absorbant par rapport à celle de l'air contenu dans la capsule. Ce cas particulier donne:

$$C^T=\frac{c}{\lambda}\left[\frac{R^2}{6}-\frac{r_0^2}{10}\right]. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (24)$$

Si on veut utiliser la plus grande fenêtre possible, on fera $R=r_0$, d'où $C^T=\frac{cr_0^2}{15\lambda}$. Ce résultat, assez approximatif, est à comparer avec la valeur $\frac{cr_0^2}{9\lambda}$ qui l'on obtient avec une capsule pareille mais munie d'une petite fenêtre. Dans le cas d'une capsule réelle, on aura en fait $C^T=\frac{cr_0^2}{\lambda}\,k_1\,k_2$. k_1 étant un facteur variant de 1/15 à 1/9 suivant la dimension de la fenêtre et k_2 étant une fonction decroissant avec $e^{-\mu r_0}$ et au maximum égale à 1.

D. Capsule plate. Représentée sur la fig. 30, c'était le premier modèle de capsule qui avait été réalisé. La construction en

est facile et l'appareil est peu encombrant. Etant donné le petit volume, la feuille est épaisse et ne nécéssite pas d'autres soins que ceux toujours impliqués par un bon parallèlisme avec le plateau.

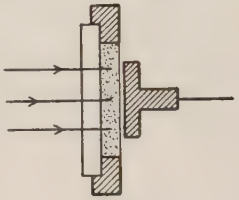


Fig. 30.

La constante C^T se calcule aisément si on néglige l'effet latéral, donc en conservant seulement le gradient de température correspondant à deux plans parallèles et indéfinis.

En prenant l'axe y perpendiculaire à la capsule et avec l'origine sur le plan intérieur de la fenêtre, on a à l'état de régime (s = surface):

$$s\lambda \frac{d^2T}{dy^2} + \mu Q e^{-\mu y} = 0 \quad \text{et donc} \quad T = -\frac{Q}{\mu \lambda s} e^{-\mu y} + ay + b.$$

Si 1 est la profondeur de la capsule, et puisque la feuille a son refroidissement assuré par la faible valeur de l'intervalle qui le sépare du plateau (par ex. 10^{-2} cm), on a $T(o) = T(l) = 0$ et en identifiant a et b:

$$T = \frac{Q}{s\lambda\mu l} \cdot [l(1-e^{-\mu y}) - y(1-e^{-\mu l})].$$

La chaleur accumulée étant $q = sc \int_0^l T dy$, on trouve

$$C^T = \frac{c}{\lambda \mu^2} \left[\frac{\mu l}{2} - 1 + e^{-\mu l} \left(\frac{\mu l}{2} + 1 \right) \right] \quad . \quad . \quad . \quad (25)$$

Si on s'est fixé le volume, donc la profondeur, de la capsule pour des raisons concernant la feuille, la valeur la plus favorable de μ, à supposer que l'on soit maitre de cette grandeur, correspond à $\frac{dC^T}{d(\mu l)} = 0$ c'est à dire $\mu l = 2{,}7$. La fraction des radiations absorbées est alors de 0,94. Les premières capsules avaient une profondeur $l = 0{,}2$ à $0{,}4$ cm et le μ correspondant (13 à 6), facile à réaliser, est celui d'un noir de fumée fin moyennement dense. Comme c a la même signification que précédemment (capsule sphérique), on a numériquement:

$C^T = \frac{c}{\lambda} l^2 \cdot 0{,}07 = l^2$ (0,4 à 0,7) suivant la densité du noir de fumée.

Expérimentalement, la feuille est toujours fortement métallisée et donc réfléchissante. Le gain sur C^T est néamoins faible puisque la fraction $e^{-\mu l}$ restante après la traversée est faible. En prenant à nouveau la valeur de μl donnée par la condition $\frac{dC^T}{d(\mu l)} = 0$, on trouve que le gain sur C^T est au maximum de 10 %. C'est seulement pour des capsules très minces où on ne peut constituer un absorbant de μ assez élevé que le gain sur C^T peut devenir notable. De toutes façons, une capsule platte est inférieure comme rendement à une capsule profonde de même volume ou de même section de fenêtre.

E. Capsule avec feuille absorbante. En vue d'accumuler d'avantage la chaleur absorbée vers le centre de la capsule, des essais ont été faits avec des modèles du genre figuré en 31: capsule plate avec, non tendu et au centre, une feuille noircie aussi légère que possible.

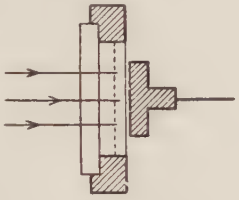


Fig. 31.

En comptant l'axe des y à partir de la feuille absorbante, on aura pour chaque moitié: $\frac{Q}{2} + s\lambda \frac{dT}{dy} = 0$ avec la condition $T\left(\frac{l}{2}\right) = 0$.

Donc $$T = \frac{Q}{2s\lambda}\left(\frac{l}{2} - y\right)$$

Si Γ est la capacité calorifique de la feuille par cm²:

$$q = s\Gamma T_{(0)} + \int_0^{\frac{l}{2}} T\,dy = \frac{Ql}{4\lambda}\left(\Gamma + \frac{cl}{2}\right)$$

d'où

$$C^T = \frac{c}{\lambda} l^2 \cdot 0{,}125 + \frac{\Gamma l}{\lambda} \cdot 0{,}25 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (27)$$

résultat légèrement supérieur à celui fourni par la formule (26) si les absorbants ont des masses très petites.

F. Conclusions. 1. La perte de chaleur par rayonnement qui se superpose à celle par conductibilité à été laissée entièrement

de côté. Au point de vue mathématique le problème est insoluble: le rayonnement émis par un élément de volume dV de l'absorbant implique une intégrale prise dans l'angle 4π en tenant compte pour chaque direction de l'épaisseur à traverser. A cela il faut joindre la transmission de proche en proche, les parois plus ou moins réfléchissantes, les coëfficients d'absorption différents pour les radiations absorbées et réémises, etc.

Heureusement l'importance du phénomène n'est pas grande. Un examen qualitatif montre que cet effet peut, pour les dimensions courantes, atteindre tout au plus 30 % par suite de la présence de l'absorbant qui joue la rôle d'isolant pour le rayonnement reémis. Dans l'ordre d'importance décroissante de ce facteur, les capsules diverses se classent en:

a. Capsule plate avec feuille absorbante centrale;
b. Capsule plate entièrement remplie;
c. Capsule sphérique avec absorbant central (fig. 29);
d. Capsule sphérique entièrement remplie avec vide devant la fenêtre.

2. Le coëfficient d'absorption du noir de fumée varie très notablement suivant la longueur d'onde des radiations incidentes. En passant du bleu à l'infrarouge de 12 μ par exemple, ce coëfficient varie d'un facteur pouvant atteindre 5 ou plus, sans que l'on puisse affirmer rien de précis, faute de mesures systématiques. Si un même instrument doit servir à étudier des radiations aussi différentes, ou bien doit mesurer un rayonnement total portant sur une gamme étendue, il faut choisir un type de capsule où C^T varie peu avec μ: par exemple capsule avec feuille très absorbante, ou bien avec absorbant très éloigné de la fenêtre et de petites dimensions. De cette façon, la position de la région absorbante varie peu par rapport aux dimensions de la capsule.

9. *Expression complète de la sensibilité.*

Toutes les grandeurs nécéssaires au calcul de la sensibilité sont contenues dans ce qui précède, en faisant abstraction de la déformation de la feuille par l'attraction électrostatique.

Supposons que, les radiations étant admises dans la capsule, on attende un temps suffisant pour que l'équilibre thermique soit à

peu près établi, de manière a avoir $\frac{\Delta q}{\Delta Q} \neq C^T$ (Q est une puissance et q une énergie).

Le déséquilibre électrique provoqué est alors caractérisé par:

$$S = \frac{\Delta E}{\Delta Q} = \frac{\Delta E}{\Delta C} \cdot \frac{\Delta C}{\Delta V} \cdot \frac{\Delta V}{\Delta q} \cdot \frac{\Delta q}{\Delta Q}.$$

En se reportant aux équations (1), (7) et (16) donnant ces rapports:

$$S = \frac{C^T E}{2\pi e^2 J T C_p} \frac{\frac{\varrho^2}{r^2}\left(1 - \frac{\varrho^2}{2r^2}\right)}{\frac{\varrho^2}{4e} + \chi} \frac{}{1 + \varepsilon + \left(\frac{1}{\gamma} + \varepsilon\right)\frac{8\mathbf{T}V}{\pi r^4 p}} \cdot \quad (28)$$

avec les unités pratiques suivantes: volt, cm, dyne, barye, calorie, le cm pour les capacités, la sensibilité étant donneé en volts/watt.

Lorsqu'on établit le projet d'une capsule, on peut considérer comme donnés:

> Le volume V et la valeur approximative de C^T correspondante qui résultent d'une part de la constante de temps, soit de la première lampe, soit de l'appareil de mesure, et d'autre part des questions de rapidité des mesures et de la stabilité et des dérives de l'appareillage.
>
> L'intervalle d'air qui est limité par la précision mécanique et par le champ électrostatique (collage ou décharge entre feuille et plateau).
>
> La tension dynamique **T** de la feuille, dans certains cas extrêmes du moins. Plus loin on verra que normalement et en tenant compte des corrections imposées par l'attraction électrostatique, l'épaisseur la plus favorable des membranes est située dans une région où la préparation est sans difficultés.

Il est intéressant de voir comment on peut tirer le meilleur parti possible de la capsule. A cet effet on peut prendre comme variable le rayon r de la feuille mobile. Pour le plateau, on pose évidemment $\varrho = \varrho_m$ d'après (9) de façon à faire correspondre à chaque diamètre de la feuille le diamètre approprié du plateau. Il faut ensuite remar-

quer que C^T contient r comme variable (voir éq. 20). Notons:

$$C^T = C_0^T \left[1 + \varepsilon + \frac{(\gamma - 1)(1 + \varepsilon)}{1 + \varepsilon + \left(\frac{1}{\gamma} + \varepsilon \right) \frac{8\,\mathrm{T}\,V}{\pi r^4 p}} \right].$$

C_0^T étant la valeur que prend C^T lorsque $\mathrm{T} = \infty$ et $\varepsilon = 0$ (capsule sans absorbant et avec feuille infiniment rigide). Ces diverses substitutions donnent l'expression de S en fonction de r. Après simplifications:

$$S = \frac{C^T E}{2\pi e^2 T J C_p} \cdot \frac{2\left(1 + \frac{r^2}{2e\chi} - \sqrt{1 + \frac{r^2}{2e\chi}}\right)}{\chi\left(1 + \sqrt{1 + \frac{r^2}{2e\chi}}\right)} \cdot$$

$$\cdot \frac{1 + \varepsilon + \frac{(\gamma - 1)(1 + \varepsilon)}{1 + \varepsilon + (\gamma^{-1} + \varepsilon)\, 8\pi^{-1}\,\mathrm{T}\,V r^{-4} p^{-1}}}{1 + \varepsilon + (\gamma^{-1} + \varepsilon)\, 8\pi^{-1}\,\mathrm{T}\,V r^{-1} p^{-1}}.$$

Pour les valeurs usuelles de γ (1,4) et ε (de 0,5 à 1,5), la dernière fraction de S peut être remplacée par:

$$\left[\left(\frac{1}{\gamma} + \varepsilon \right) \left(1 + \frac{8\,\mathrm{T}\,V}{\pi r\, 4p} \right) \right]^{-1}$$

l'erreur maximum ainsi introduite ne dépassant pas 2 %. En faisant cette substitution dans la valeur S et en simplifiant, on obtient, en changeant de variable:

$$S = \frac{A\, v^2}{B + v^2 (v + 2)^2} \quad \ldots\ldots \quad (29)$$

avec

$$v = \sqrt{1 + \frac{r^2}{2e\chi}} - 1, \qquad A = \frac{C_0^T E}{\pi e^2 \chi J T C_v (1 + \gamma\varepsilon)} \text{ et } B = \frac{2\,\mathrm{T}\,V}{\pi e^2 \chi^2 p}.$$

Pour montrer l'importance du choix du rayon de la feuille, la fig. 32 reproduit les résultats relatifs à une capsule du type de la fig. 29: $V = 4$ cm^3, $C_0^T = 0{,}4$ et $C^T = 0{,}8$, et capacités parasites et grille $\gamma = 8$ cm. Les six courbes donnent la valeur de la sensibilité

en fonction du rayon r, le diamètre du plateau étant choisi en conséquence.

Les courbes I, II, III sont relatives à un intervalle d'air feuille-plateau $e = 0{,}6 \cdot 10^{-2}$ cm, une tension $E = 100$ v., avec, respectivement, pour la tension dynamique **T**: 2000, 10.000 et 40.000 dynes

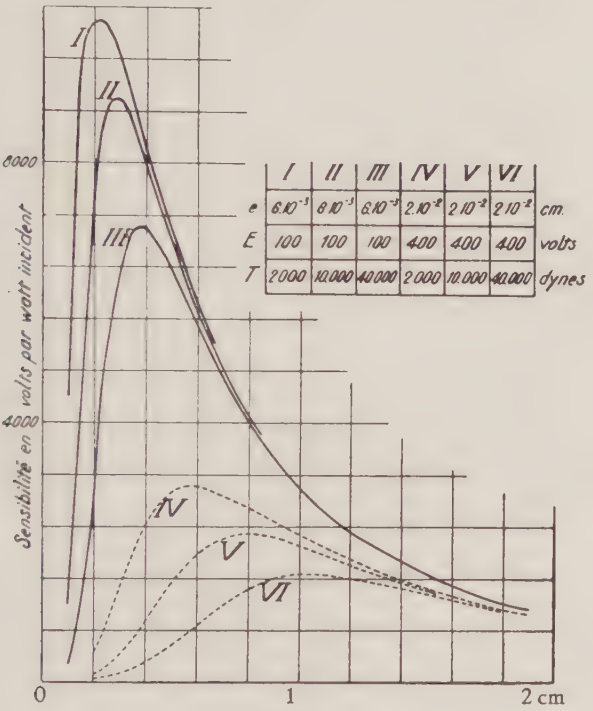


Fig. 32.

(ce qui correspond en gros à des feuilles de 0,2, 0,8 et 5 μ.

Les courbes IV, V et VI se rapportent aux mêmes feuilles, l'intervalle d'air étant de 2.10^{-2} cm et la tension E, accrue en conséquence, étant de 400 v. Rappelons que ces courbes ne tiennent pas compte de l'attraction électrostatique et surtout de la limitation quant à E qui en découle. Cette figure montre néamoins que la sensibilité n'est que peu améliorée par une grande minceur de la feuille.

L'intervalle d'air par contre est d'une grande importance et permet de gagner beaucoup en sensibilité. C'est donc sur le

parallèlisme parfait entre plateau et membrane et sur l'homogénéïté de la tension dynamique de cette dernière que doivent porter les efforts de construction d'une capsule.

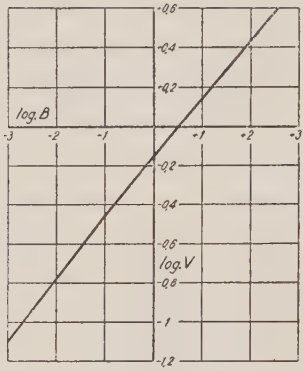


Fig. 33

Pour déterminer rapidement le meilleur point de fonctionnement, la condition du maximum de S se traduit par

$$v^4 + 2v^3 = B \quad . \quad . \quad . \quad (30)$$

La figure 33 donne graphiquement la solution de cette équation. Une fois déterminé v, les autres grandeurs sont données par les relations:

$$r = \sqrt{2e\chi v(v+2)} \quad \text{et} \quad \varrho_m = \sqrt{4e\chi v} \quad \text{ainsi que} \quad C = v\chi.$$

Ces résultats ne sont pas entièrement valables dans le cas des montages direct et en pont avec utilisation de la tension E la plus élevée possible, mais sont exacts dans le cas du montage hétérodyne où les tensions efficaces du circuit oscillant restent bien en dessous de cette tension.

10. *Attraction électrostatique de la feuille.*

La sensibilité est proportionnelle à E. C'est l'attraciton électrostatique de la feuille par le plateau qui limite l'application d'une tension élevée entre ces derniers.

Cette attraction peut en effet amener, en dehors d'une déformation permanente peu gênante, le collage de la feuille sur le plateau et donc la mise sous tension élevée de la grille de la première lampe. Dans les lampes gland qui ont servi à cet effet, ceci était très nuisible et amenait une décharge par arc entre grille et cathode. Secondairement, un tel courant traversant le feuille volatilise la mince couche de métal déposée et la capsule est donc hors d'usage.

Il est donc important de sacoir quelle est la tension maximum que l'on peut appliquer à une capsule tout en gardant une marge de sécurité raisonnable. Il sera surtout question ici de la capsule à un plateau dont l'emploi est plus facile. Pour la capsule à deux plateaux, il est d'ailleurs facile à voir que, dès que se trouve réalisée

la condition où, avec un seul plateau, la feuille se collerait, avec deux plateaux la feuille se trouve en équilibre instable: si, par suite d'un choc ou d'une brusque dilatation, la feuille se rapproche d'un plateau à très petite distance, l'action de ce dernier plateau devient prépondérante et la feuille se colle malgré l'action de l'autre plateau.

A. Déformation par un champ faible. C'est le cas où la déformation reste assez faible pour que la variation de champ qui en résulte soit négligeable. En reprenant l'équation différentielle de la feuille qui a servi à établir (5) et en considérant le schéma de la fig. 34, on voit que:

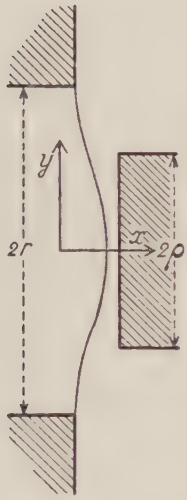


Fig. 34.

$$\text{De } y=0 \text{ à } y=\varrho\text{: } \mathbf{T}(x'_y\, y^{-1}+x''_y)=(8\pi)^{-1}H^2$$
$$\text{de } y=\varrho \text{ à } y=r\text{: } \mathbf{T}(x'_y\, y^{-1}+x''_y)=0.$$

En unités pratiques (volts, dynes) on a

$$(8\,\pi)^{-1}H^2 = 4{,}4\cdot 10^{-7}E^2\,e^{-2}.$$

En notant pour x : x_1 entre 0 et ϱ, et x_2 entre ϱ et r, on a

$$x_1 = A\,y^2 + B \text{ et } x_2 = A'\ \mathrm{Log}\ y + B'.$$

Le raccordement pour $y =$ donne les conditions de continuïté:

$$x_1(\varrho) = x_2(\varrho) \text{ et } x'_1(\varrho) = x'_2(\varrho),$$

ce qui donne les constantes A, A', B, B' et donc:

$$\left.\begin{aligned} x_1 &= 1{,}1\cdot 10^{-7}E^2\,e^{-2}\,\mathbf{T}^{-1}\,[\varrho^2\,(1-\mathrm{Log}\,[\varrho^2\,r^{-2}])-y^2] \\ x_2 &= 2{,}2\cdot 10^{-7}E^2\,e^{-2}\,\mathbf{T}^{-1}\,\varrho^2\,\mathrm{Log}\,[y\,r^{-1}] \end{aligned}\right\} \quad (31)$$

La flèche au centre de la feuille sera par conséquent

$$f = x_1(0) = 2{,}53\cdot 10^{-7}E^2\,\varrho^2\,e^{-2}\,\mathbf{T}^{-1}\,(0{,}434-\log_{10}[\varrho^2\,r^{-2}]). \quad (32)$$

A l'aide de cette formule on peut déjà se faire une idée de la déformation. Si $\frac{f}{e} > 0{,}1$, il faut utiliser le calcul suivant, plus complet

B. Déformation par un champ intense. Si la deformation est grande, il faut faire entrer en ligne de compte la variation du champ qui en résulte.

Les équations différentielles deviennent alors:

de 0 à ϱ $\quad x_1' y^{-1} + x_1'' + k(e-x)^{-2} = 0 \quad (k = 4{,}4 \cdot 10^{-7} E^2 \mathrm{T}^{-1})$

de ϱ à r $\quad x_2' y^{-1} + x_2'' = 0.$

La seconde équation donne encore $x_2 = a \operatorname{Log} [y r^{-1}]$. La première ne possède pas d'intégrale simple. En utilisant un développement en série ne contenant, par symétrie, que des puissances paires et en posant $z = e - x$, l'équation devient:

$$z^2 (z' y^{-1} + z'') = k. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (33)$$

D'où:

$$z = \sum_{n=0}^{n=\infty} a_{2n} y^{2n}$$

$$z^2 = \sum_{n=0}^{n=\infty} y^{2n} \sum_{p=0}^{p=n} a_{2p} a_{2n-2p}$$

$$z' y^{-1} + z'' = \sum_{n=0}^{n=\infty} (2n)^2 a_{2n} y^{2n-2}$$

$$z^2 (z' y^{-1} + z'') = \sum_{n=0}^{n=\infty} y^{2n} \sum_{p=0}^{p=n} (2p+2)^2 a_{2p+2} \sum_{i=0}^{i=n-p} a_{2i} a_{2n-2p-2i} = k.$$

En annulant les coëfficients de y^{2n} on détermine les a_{2n}, donc z. On obtient numériquement pour x:

$$x_1 = e - z = e - a_0 - \frac{k y^2}{2^2 a_0^2} + \frac{k^2 y^4}{2^5 a_0^5} - \frac{k^3 y^6}{2^4 3^3 a_0^8} + \frac{71}{3^2 2^{12}} \frac{k^4 y^8}{a_0^{11}} - 6 \cdot 10^{-4} \frac{k^5 y^{10}}{a_0^{14}}.$$

Pour rendre l'expression homogène, on pose $a_0^3 = k \varrho^2 g^{-1}$ (g: facteur numérique)

$$\left.\begin{aligned} x_1 &= e - k^{\frac{1}{3}} \varrho^{\frac{2}{3}} g^{-\frac{1}{3}} \left[1 + 0{,}25\, g \frac{y^2}{\varrho^2} - 0{,}0316\, g^2 \frac{y^4}{\varrho^4} + 7{,}06 \cdot 10^{-3} g^3 \frac{y^6}{\varrho^6} - \ldots \right] \\ x_1' &= -k^{\frac{1}{3}} \varrho^{\frac{2}{3}} g^{-\frac{1}{3}} y^{-1} \left[0{,}5\, g \frac{y^2}{\varrho^2} - 0{,}126\, g^2 \frac{y^4}{\varrho^4} + 4{,}24 \cdot 10^{-2} g^3 \frac{y^6}{\varrho^6} - \ldots \right]. \end{aligned}\right\} \quad (34)$$

Le raccord de x_1 et de x_2 ainsi que x'_1 et x'_2 pour $\varrho = r$ donne les conditions:

$$e - k^{\frac{1}{3}} \varrho^{\frac{2}{3}} \varphi(g) = a \operatorname{Log} \frac{\varrho}{r} \text{ et } -k^{\frac{1}{3}} \varrho^{\frac{2}{3}} \Phi(g) = a$$

avec

$$\varphi(g) = g^{-\frac{1}{3}} [1 + 0{,}25\, g - 0{,}0316\, g^2 + 7{,}06 \cdot 10^{-3} g^3 - \ldots]$$

et $$\Phi(g) = g^{\frac{1}{2}} [0{,}5 - 0{,}1264\, g + 4{,}236 \cdot 10^{-2}\, g^2 - \ldots]$$

Eliminant α et remplaçant k par sa valeur, g est déterminé par l'équation

$$\left[\frac{\mathbf{T}\, e^3}{4{,}4 \cdot 10^{-7} E^2 r^2}\right]^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{\varrho}{r}\right)^{\frac{1}{3}} \left[\varphi(g) - \Phi(g) \cdot \mathrm{Log}\, \frac{\varrho}{r}\right] = \Psi\left(g, \frac{\varrho}{r}\right). \quad (35)$$

Les courbes de la fig. 35 donnent la fonction $\Psi(g, \frac{\varrho}{r})$ pour les valeurs usuelles du rapport $\frac{\varrho}{r}$ et permettent de résoudre l'équation (35).

On obtient ainsi, pour un ensemble de valeurs données $\mathbf{T}, E, e, r, \varrho$,

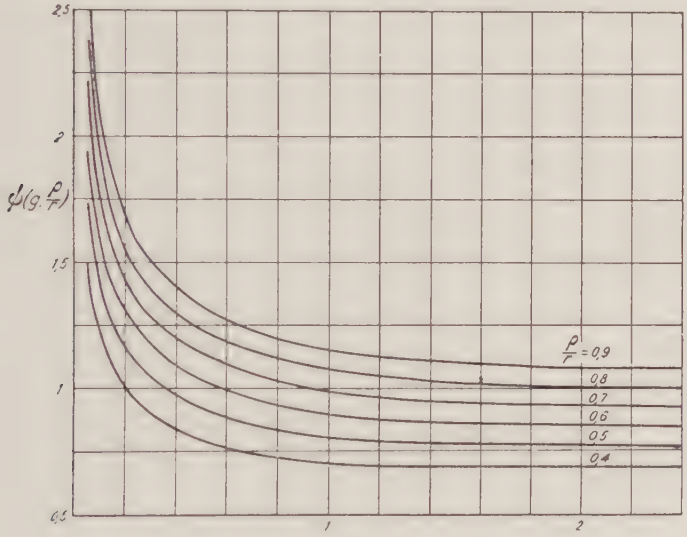


Fig. 35.

la valeur numérique de g, donc celle de a_0 donnée par $a_0 = k^{\frac{1}{3}} \varrho^{\frac{2}{3}} g^{-\frac{1}{3}}$; la valeur de la flèche est alors:

$$f = x_1(0) = e - a_0.$$

On voit sur les courbes que la fonction $\Psi(g, \frac{\varrho}{r})$ tend vers une limite pour g grand. Cette limite, $\Psi_m(\frac{\varrho}{r})$, correspond à l'équilibre

instable de la feuille, c'est à dire à la tension E_m provoquant le collage.

On a, avec une précision suffisante pour la pratique et pour les valeurs courantes du rapport $\frac{\varrho}{r}$:

$$\Psi_m\left(\frac{\varrho}{r}\right) = 0{,}4 + 0{,}7\,\frac{\varrho}{r}.$$

La tension limite est donc donnée par

$$E_m^2 = \frac{\mathbf{T}\,e^3}{r^2\left(0{,}4+0{,}7\,\frac{\varrho}{r}\right)^3} \cdot 2{,}27.10^6 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (36)$$

En considerant que $\mathbf{T}$ peut varier par suite des variations de température et, avec le temps, par suite du vieillissement de la feuille, il est prudent de ne jamais dépasser $E = E_m \cdot 0{,}8$ (ce qui laisse à $\mathbf{T}$ une marge de 35 % et correspond à peu près à $f/e = 14$ % si $\varrho = r$ et à $f/e < 14$ % si $\varrho < r$).

C. Capsule à deux plateaux. La feuille étant située sur un plan médian à égale distance des deux plateaux, les attractions électrostatiques se compensent. Mais il est évident qu'en augmentant les différences de potentiel il arrivera un moment où l'équilibre deviendra instable, et où, à la moindre impulsion, la feuille ira se coller sur un des plateaux.

En gardant les notations de la fig. 34, où on supposera le second plateau à gauche de la feuille, l'équation différentielle remplaçant celle du calcul précédent sera:

$$x'_y\,y^{-1} + x''_y + k\,[(e-x)^{-2} - (e+x)^{-2}] = 0, \qquad k = 4{,}4\cdot 10^{-7}\,E^2\,\mathbf{T}^{-1}.$$

Traitons seulement comme exemple le cas $\varrho = r$. Pour les petits déplacements, on a $\frac{x}{e} \neq 0$ et le crochet devient $\frac{4x}{e^3}$. D'où:

$$x''_y + x'_y\,y^{-1} + a\,x = 0, \qquad a = 1{,}76\cdot 10^{-6}\,E^2\,\mathbf{T}^{-1}\,e^{-3} \quad . \quad (37)$$

En posant $y\sqrt{a} = z$ cette équation se transforme en:

$$x''_z + x'_z\,z^{-1} + x = 0$$

dont la solution est la fonction de Bessel d'ordre nul: $a \cdot J_0(z)$. La

condition au bord de la feuille est alors $J_0(r\sqrt{\alpha}) = 0$. Ce qui exige que $r\sqrt{\alpha}$ soit égal à une des racines $z_1, z_2, z_3 \ldots$ de J_0.

Seule la première racine a ici, physiquement, un sens: tant que $r\sqrt{\alpha} < z_1$ l'équilibre de la feuille est stable. Pour $r\sqrt{\alpha} = z_1$ la feuille peut prendre toutes les formes de profil $x = a \cdot J_0(y\sqrt{\alpha})$, a étant quelconque, c'est à dire que dans n'importe quelle position les forces électrostatiques et élastiques se compensent. Pour $r\sqrt{\alpha} > z_1$ la feuille se colle sur un des plateaux.

En fait, dès que x/e n'est plus négligeable, la force d'attraction que subit la feuille devient supérieure à celle, proportionnelle à x, utilisée dans (37). Il en résulte que: dès que la tension E devient supérieurs à E_m défini par (36), il existe une plage $-m < x < +m$ (avec $0 < m < e$) où elle est stable, c'est à dire où elle revient à la position plane après avoir été dérangée de cette position. Cette marge de stabilité $2m$ décroit lorsque E croit et devient nulle pour $r\sqrt{\alpha} = z_1$.

La dernière égalité détermine la tension limite d'emploi E'_m dans le montage à deux plateaux. Numériquement, la racine z_1 donne:

$$1{,}76 \cdot 10^{-6}\, r^2\, E_m'^2\, \mathrm{T}^{-1}\, e^{-3} = (2{,}404)^2, \qquad E'_m = 1{,}82 \cdot 10^3\, \frac{\sqrt{\mathrm{T}e^3}}{r}\,. \quad (38)$$

tandisque la formule (36) devient pour $\varrho = r$: $E_m = 1{,}3 \cdot 10^3\, \dfrac{\sqrt{\mathrm{T}e^3}}{r}$

Malgré le montage équilibré des plateaux, on ne peut donc appliquer qu'une tension dépassant de 40 % celle du montage à un plateau. Le plus grand avantage de deux plateaux réside plutôt dans l'absence de vibrations de la feuille dans le montage en pont que dans le gain de sensibilité réalisé.

D. Sensibilité obtenue avec E_m. Dans la fig. 32, les courbes donnant S se rapportent, pour chaque valeur de e, à une valeur unique de la tension E qui ne tient pas compte du „collage" éventuel de la feuille sur le plateau. Un examen détaillé montre que d'après (36), une grande partie des courbes correspond à des tensions E supérieures à E_m. Pour le restant des courbes, on pourrait augmenter au contraire E, si du moins on reste en dehors du domaine de la décharge par effluves. Comme il existe très peu de

données sur la longueur des étincelles de tension relativement basse, quelques essais ont été faits pour fixer cette grandeur. Afin de tenir compte des conditions réelles, les électrodes étaient deux surfaces bien travaillées (rodées à l'émeri 0000) mais non polies et placées dans un courant d'air sec, le passage du courant étant décelé par un montage électromètre-résistance parallèle-résistance série élevée. La fig. 36 montre la relation distance tension obtenue dans ces conditions pour le début du passage du courant.

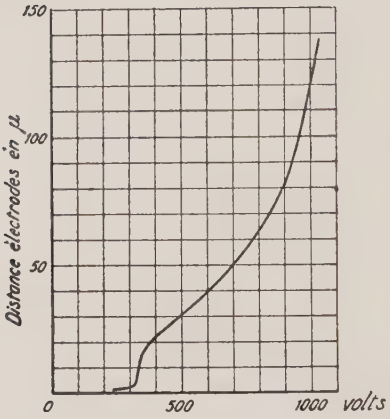
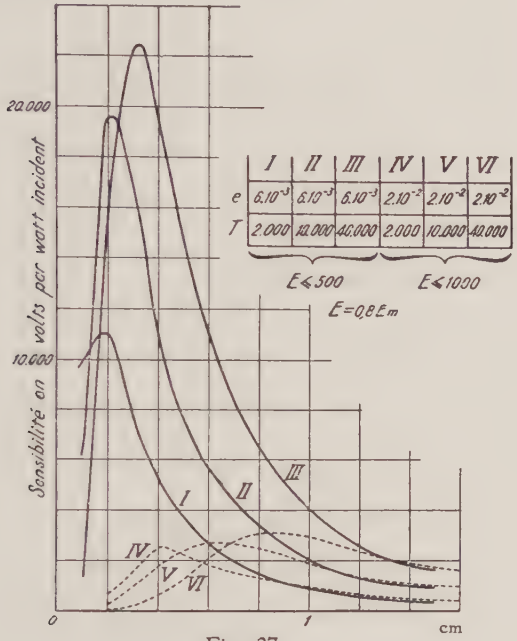


Fig. 36.

En prenant les mêmes données que celles de la fig. 32, mais en adaptant au mieux la tension E à chaque point, ces dernières courbes se transforment en celles de la fig. 37. En chaque point de fonctionnement, la tension est prise égale à $E = E_m \cdot 0{,}8$ (éq. 36), en prenant toutes fois comme limite supérieure respectivement 500 v. et 1000 v. pour les intervalles d'air $e = 60\ \mu$ et $200\ \mu$, ce qui constitue la tension extrême au delà de laquelle il y a danger d'effluves dans un appareil rempli de gaz déssèché.

Ces courbes, dont les maxima sont légèrement décalés vers la gauche, montrent que des membranes trop sensibles sont essentiellement défavorables comme cédant trop facilement à l'attraction électrostatique, et ne permettent donc pas l'application d'une tension élevée. Pour $e = 0{,}06$ mm, la sensibilité limite augmente avec $\mathbf{T}$ et le maximum de cette limite est placé au delà de $\mathbf{T} = 40.000$ dynes. Pour $e = 0{,}2$ mm, le même effet se manifeste, quoique moins notable. En résumé, le facteur e est très important pour S, et sa valeur est seulement limitée par la perfection de la feuille (planéïté et absence de pousières). Pour les valeurs courantes de e, la tension dynamique la plus favorable est supériere à $\mathbf{T} = 40.000$. Les membranes sont donc relativement épaisses, par exemple de l'ordre de $4\ \mu$. Dans les premiers essais de capsules, il n'avait pas été attaché assez d'importance à l'attraction de la feuille par le plateau, et les

membranes, laborieusement préparées, étaient inutilement minces, ne permettant que des tensions faibles.



	I	II	III	IV	V	VI
e	6.10^{-3}	6.10^{-3}	6.10^{-3}	2.10^{-2}	2.10^{-2}	2.10^{-2}
T	2.000	10.000	40.000	2.000	10.000	40.000

Fig. 37.

E. Variation de la sensibilité avec *E*. La déformation de la feuille par le champ électrostatique entraine une augmentation de la sensibilité. Cette augmentation reste cependant modeste si on considère, comme on l'a vu, que la flèche de la feuille peut atteindre tout au plus 14 % de e si on veut conserver une stabilité satisfaisante.

Deux facteurs interviennent:

1. L'attraction compense jusqu'à un certain point la résistance que la résistance que la tension **T** de la feuille oppose à une variation de volume du gaz. En se reportant à la formule (16) donnant cette variation, on voit que, pour l'air ($\gamma = 1{,}4$) le gain serait

$$\frac{1 + \varepsilon + (0{,}7 + \varepsilon)\dfrac{8\,\mathbf{T}\,V}{\pi r^4 p}}{1 + \varepsilon}$$

dans le cas d'une compensation complète. Le gain réel reste de beaucoup inférieur à ce nombre, parceque, même si la compensation était complète pour des variations lentes où le potentiel de la feuille ne varie pas par suite de la présence de la résistance de polarisation, pour une variation rapide, le système se comporte comme un condensateur isolé où la variation de la tension s'oppose au mouvement de la feuille. Pour un mouvement rapide, la compensation ne peut donc, par principe, être complète. Un calcul simple mais fastidieux montre que, pour les valeurs courantes du rapport $\frac{c}{\chi}$ et pour une tension de 0,8. E_m le gain possible reste inférieur à 5 %, si du moins la feuille est adaptée au mieux.

2. La distence moyenne feuille-plateau a diminué. Si la capacité est devenue C' (aulieu de C sans attraction électrostatique), la sensibilité à une variation de volume est multipliée par $\frac{C'}{C} \cdot \frac{C+\chi}{C'+\chi}$ ou $\frac{C'}{C} \cdot \frac{2C+\chi}{2C'+\chi}$ suivant que le montage est à 1 ou 2 plateaux. Ce rapport est inférieur à C'/C qui est lui même inférieur à $e/(e—f)$. Pour les valeurs normales des capacités telles qu'elles découlent des conditions pour une grande sensibilité, le gain obtenu reste toujours inférieur à 7 ou 8 %.

On ne peut donc espérer augmenter beaucoup la sensibilité en se rapprochant de la limite de stabilité de la feuille. Cette augmentation est plus petite dans le montage direct que dans le montage en pont.

11. *Vibrations de la feuille.*

Lorsque le condensateur membrane-plateau est monté dans un circuit en pont à fréquence musicale, la membrane subit une attraction modulée.

Dans le cas du schéma 18, si E Sin ωt est la tension appliquée, la force agissant par unité de surface sur la feuille sera de la forme $a—b$ cos $2\omega t$. Le premier de ces termes provoque une déformation moyenne conforme à l'équation (32), le second correspond à la vibration de la feuille autour de cette position moyenne.

Cette vibration constitue un grand inconvénient pour la mesure en

pont. Si on considère la fig. 38 où C_v est la capacité membrane-plateau, C_f la capacité de compensation et χ la capacité parasite,

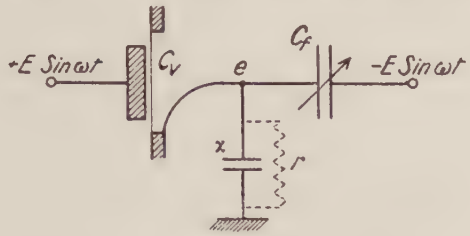


Fig. 38.

on voit que, si on néglige la résistance de polarisation r, le circuit grille peut être assimilé à un système isolé. La tension grille e s'obtient donc en écrivant la conservation de la charge de ce circuit. En posant $C_v = C + \Delta C_v \operatorname{Cos}(2\omega t - \varphi)$ et $\Delta C_f = C + \Delta C_f$ on a:

$$[C+\Delta C_v \operatorname{Cos}(2wt-\varphi)]\,[e-E \operatorname{Sin} wt]+ \\ +[C+\Delta C_f]\,[e+E \operatorname{Sin} wt]+\chi e=0.$$

En remarquant que les termes en Δ et que e sont très petits:

$$e=\frac{E}{2C+\chi}\,[\Delta C_f \operatorname{Sin} wt-\Delta C_v \operatorname{Sin} wt \operatorname{Cos}(2wt-\varphi)]$$

En développant et en groupant suivant les fréquences:

$$\left.\begin{aligned} e=\frac{E}{2C+\chi}\left[\frac{\Delta C_v^2}{4}+\operatorname{Cos}\varphi\,\Delta C_v\,\Delta C_f+\Delta C_f^2\right]^{\frac{1}{2}}\operatorname{Sin}(wt-\varphi)- \\ -\frac{E\Delta C_v}{2(2C+\chi)}\operatorname{Sin}(3wt-\varphi),\ \text{avec } tg\,\Phi=\frac{\Delta C_v \operatorname{Sin}\varphi}{2\Delta C_f+\operatorname{Cos}\varphi\,\Delta C_v}. \end{aligned}\right\} \quad (39)$$

La vibration de la feuille se manifeste donc par l'apparition dans le circuit grille de la troisième harmonique de la tension d'alimentation, et pour la fréquence fondamentale par une amplitude qui ne s'annule pour aucune valeur de ΔC_f (fig. 39). Cette courbe montre que si la mesure utilise uniquement les amplitudes et si l'on se propose d'avoir une échelle de sensibilités linéaire, il faut se placer loin du minimum et donc avoir $\Delta C_f \gg \Delta C_v \operatorname{Cos}\varphi$.

C'est là un point de fonctionnement évidemment désavantageux si on cherche à pousser la sensibilité aussi loin que possible, car il s'agit alors de mesurer une variation faible d'une grande amplitude.

En substituant dans (39) $\triangle C_f$ par sa valeur correspondant au minimum ($\triangle C_f = -\frac{1}{2}\triangle C_v \operatorname{Cos} \varphi$), l'ampitude en ce point est $\frac{E \triangle C_v}{2C+\chi} \operatorname{Sin} \varphi$.

Cette quantité ne peut être rendue petite que si $\varphi \not\equiv 0$ ou π, donc que si la feuille a un amortissement faible et si la fréquence est

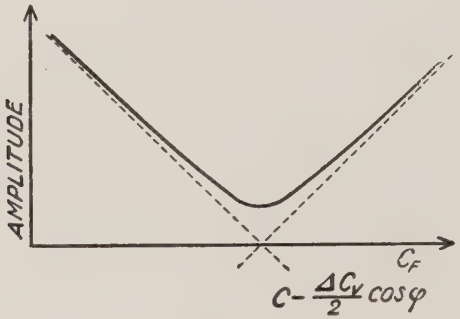


Fig. 39.

bien différente de la fréquence propre de la feuille. Mais, la feuille étant tendue à très faible distance du plateau, son amortissement est très grand et φ est voisin de $\frac{\pi}{2}$.

La capsule à deux plateaux évite de façon notable cet inconvenient, mais une certaine vibration subsistera toujours: à micro-échelle, le parallèlisme entre membrane et plateau ne peut être parfait (un parallèlisme à 1 % près implique déjà des surfaces dressées à 10^{-3} mm près).

Pendant assez longtemps, les mesures ont été effectuées par redressement de la tension grille amplifiée, et on pouvait observer que la sensibilité n'était pas linéaire, mais diminuait quand on se rapprochait du minimum d'amplitude de la composante alternative de grille. Jointe à des difficultés résultant de l'alimentation, cette méthode de mesure présentait de graves défauts. Dans la troisième partie sera exposée une méthode de mesure qui obvie à ces inconvénients et qui est basée sur l'emploi d'un milliampèremètre à champ alternatif.

Le calcul de la vibration de la feuille n'est pas possible parceque

trop compliqué: entre la membrane et le plateau, suivant la fréquence, on trouve en proportion variable un mouvement radial et une compression du gaz. Même en première approximation, l'état de la feuille ne peut être représenté par une équation contenant simplement un terme de freinage.

12. *Capsule soumise a des radiations d'intensité modulée.*

Il a été admis pour le calcul de la sensibilité limite (1ere partie) que la capsule se comporte vis à vis des radiations comme le ferait un système condensateur-résistance vis à vis d'un courant électrique variable (fig. 40). En d'autres mots, si q est la quantité de chaleur accumulée dans la capsule, en excès sur la température de la paroi, il a été admis que le flux de chaleur perdu à chaque instant est proportionnel à q. Dans le cas d'une radiation incidente brusquement coupée ou établie, ceci donne lieu à une forme exponentielle pour $q = q\,(t)$. Les calculs et les prévisions quant à la „réponse" d'une capsule à une radiation modulée en intensité sont ainsi très simplès.

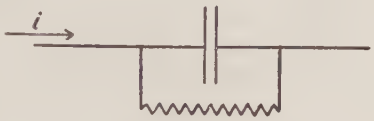


Fig. 40.

Etant donné l'importance de cette modulation pour l'amplification électrique ultérieure, il est indispensable de vérifier si l'approximation de ce fonctionnement „exponentiel" est bien justifiée.

Dans le cas général, les calculs sont toujours compliqués et il est rare de pouvoir atteindre le stade numérique de la résolution des équations.

Deux cas simplifiés, faciles à traiter ont été choisis ici afin de donner une idée de l'approximation admise. Ces deux cas sont: la capsule sphérique entièrement remplie d'un absorbant léger, et la capsule plate avec feuille absorbante tendue au milieu. Ces deux genres de capsules sont aux limites extrêmes des réalisations courantes: absorbant peu dense et réparti uniformément, et absorbant très dense et localisé dans une petite fraction du volume de la capsule.

A. Capsule sphérique. Les mêmes hypothèses simplificatrices sont utilisées que pour le calcul de C^T (capsule à grande fenêtre): absence de pertes par rayonnement, répartition à symétrie

sphérique de la chaleur absorbée, et coëfficient d'absorption μ très faible, de façon à ce que, avec l'aide des parois réfléchissantes, chaque élément de volume absorbe à peu près la même quantité de radiations incidentes. Ces hypothèses avaient donné précédemment

$$C^T = \frac{cr^2}{15\lambda}.$$

Pour raccourcir la longueur des formules, les abréviations suivantes seront utilisées dans les calculs: $\mathrm{Sh}(x) + \mathrm{Sin}(x) = \mathrm{Ss}(x)$, $\mathrm{Sh}(x) - \mathrm{Sin}(x) = \mathrm{Ds}(x)$, $\mathrm{Ch}(x) + \mathrm{Cos}(x) = \mathrm{Sc}(x)$, $\mathrm{Ch}(x) - \mathrm{Cos}(x) = \mathrm{Dc}(x)$, $\mathrm{Sh}(x) \cdot \mathrm{Sin}(x) = \mathrm{Pss}(x)$, $Sh(x) \cdot \mathrm{Cos}(x) = \mathrm{Psc}(x)$, $\mathrm{Ch}(x) \cdot \mathrm{Cos}(x) = \mathrm{Pcc}(x)$ et $\mathrm{Ch}(x) \cdot \mathrm{Sin}(x) = \mathrm{Pcs}(x)$.

1. *Equation.* Le flux de chaleur passant à travers la sphère de rayon x est $-4\pi\lambda \times \frac{\partial T}{\partial x}$. Dans le temps dt ce flux abandonne entre x et $x + dx$:

$$+ 4\pi\lambda \frac{\partial}{\partial x}\left[x^2 \frac{\partial T}{\partial x}\right] dt\,dx$$

Supposons la capsule éclairée par un flux de radiations modulées qui abandonnent par unité de volume $m \sin \omega t$. Dans la pellicule dx donc: $4\pi x^2 \mathrm{Sin}\, \omega t\, dx$. D'où l'équation

$$\lambda \frac{\partial}{\partial x}\left[x^2 \frac{\partial T}{\partial t}\right] = cx^2 \frac{\partial T}{\partial t} + m x^2 \mathrm{Sin}\ \omega t \ . \ . \ . \quad (40)$$

(c: capacité calorifique par cm³).

2. *Température.* La solution particulière de (40) étant

$$T = \frac{m}{\omega c} \mathrm{Cos}\, \omega t,$$

la solution générale est ici

$$T = \frac{A_1}{x} \mathrm{Sin}\ (\omega t - \alpha x + \varphi_1)\, e^{-\alpha x} + \frac{A_2}{x} \mathrm{Sin}\ (\omega t + \alpha x + \varphi_2)\, e^{+\alpha x} + \\ + \frac{m}{\omega c} \mathrm{Cos}\ \omega t + C$$

avec $\alpha = \sqrt{\frac{\omega c}{2\lambda}}$ (vitesse de propagation de la chaleur: $\sqrt{\frac{2\omega\lambda}{c}}$).

Les conditions limites sont: pour $x = 0$, $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$ donc $A_1 = -A_2$ et $\varphi_1 = \varphi_2$; pour $x = r$, $T = 0$ (température de la paroi prise comme zéro)
ce qui donne, en notant $ar = u$ les conditions:

$$C = 0 \qquad \text{Cos } (u-\varphi)\, e^{-u} - \text{Cos } (u+\varphi)\, e^{+u} = 0$$

$$\text{Sin } (u-\varphi)\, e^{-u} + \text{Sin } (u+\varphi)\, e^{+u} = \frac{mu}{\omega c a A}$$

D'où on tire

$$\left.\begin{aligned} T = \frac{A}{x}\,[\text{Sin } (\omega t - ax + \varphi)\, e^{-ax} - \text{Sin } (\omega t + ax + \varphi)\, e^{+ax}] + \\ + \frac{m}{\omega c}\,\text{Cos } \omega t. \end{aligned}\right\} \quad (41)$$

avec

$$tg\varphi = \frac{Thu}{tgu} \text{ et } A = \frac{mu}{\omega c a}\,[2Dc\,(2u)]^{-\frac{1}{2}}.$$

3. *Quantité de chaleur.* La quantité de chaleur présente dans la capsule en excès sur la température des parois détermine, comme on l'a vu, la dilatation du gaz et donc la déformation de la feuille.

On a $q = 4\pi c \int_0^r Tx^2 dx$. En prenant comme variable $ax = v$ on a:

$$\left.\begin{aligned} Tx^2 = \frac{mv^2}{\omega c a^2}\,\text{Cos } \omega t - \\ - \frac{2Av}{a}\left[\text{Sin } (\omega t + \varphi)\, Psc\,(v) + \text{Cos } (\omega t + \varphi)\, Pcs(v)\right]. \end{aligned}\right\} \quad (42)$$

En remarquant que $\int Pcs(v)\,v\,dv = v(Pss(v) - Pcc(v)) + Psc(v)$, etc., on aura:

$$\frac{q}{4\pi c} = \frac{1}{a}\int_0^u Tx^2\,dv = \frac{mu^3}{3\omega c a^3}\,\text{Cos } \omega t -$$

$$- \frac{A}{a^2}\left[\text{Sin } (\omega t + \varphi)\,[u\,(Pcc\,(u) + Pss\,(u)) - Pcs\,(u)] + \right.$$

$$\left. + \text{Cos } (\omega t + \varphi)\,[u\,(Pss\,(u) - Pcc\,(u)) + Psc\,(u)]\right].$$

En développant sin et cos, et remplaçant A et les fonctions de φ par leurs valeurs

$$\text{Sin}\,\varphi = Psc(u)\,[\tfrac{1}{2}Dc(2u)]^{-\frac{1}{2}} \text{ et } \text{Cos}\,\varphi = Pcs(u)\,[\tfrac{1}{2}Dc(2u)]^{-\frac{1}{2}}$$

tirées de (41):

$$q = \frac{4\pi m}{\omega a^3}\left[\left(\frac{u}{2} - \frac{u^2}{2}\frac{Ss(2u)}{Dc(2u)}\right)\text{Sin}\,\omega t + \left(\frac{u^3}{3} - \frac{u^2}{2}\frac{Ds(2u)}{Dc(2u)}\right)\text{Cos}\,\omega t\right].$$

En notant $Q\,\text{Sin}\,\omega t$ le flux total absorbé par la capsule, on a pour m:

$$m = \frac{3}{4\pi r^3}Q. \text{ Comme } \frac{1}{\omega a^3} = \frac{c r^5}{2\lambda u^5} \text{ et } C^T = \frac{c r^2}{15\lambda}$$

on aura après simplifications

$$\left.\begin{aligned} q &= Q C^T \mathbf{F}(u)\ \text{Sin}\ (\omega t - \psi) \\ \mathbf{F}(u) &= \frac{45}{4u^4}[-2u\,Ss(2u) + 2u^2 Sc(2u) - \tfrac{4}{3}u^3 Ds(2u) + \\ &\qquad + (\tfrac{4}{9}u^4 + 1)\,Dc(2u)]^{\frac{1}{2}}\,[Dc(2u)]^{-\frac{1}{2}} \\ \text{tg}\,\psi &= u\,[\tfrac{2}{3}u\,Dc(2u) - Ds(2u)]\,[u\,Ss(2u) - Dc(2u)]^{-1} \\ &\text{avec } u = \alpha r = \sqrt{\frac{\omega c}{2\lambda}}\,r. \end{aligned}\right\}. \quad (43)$$

Ce résultat est à comparer avec celui fourni par l'hypothèse d'une vitesse de propagation infinie pour la chaleur, c'est à dire avec le fonctionnement exponentiel. On trouve dans ce cas sans difficultés:

$$\left.\begin{aligned} q' &= Q\,C^T f(u)\ \text{Sin}\ (\omega t - \Phi) \\ f(u) &= (1 + \omega^2 C^{T^2})^{-\frac{1}{2}} = (1 + \tfrac{4}{225}u^4)^{-\frac{1}{2}} \text{ et } \text{tg}\,\Phi = \omega C^T = \tfrac{2}{15}u^2. \end{aligned}\right\}. \quad (44)$$

La figure 41 donne les fonctions $\mathrm{F}(u)$ (trait plein) et $f(u)$ (pointillé); la fig. 42 permet de comparer les retards de phase ψ et Φ. Pour u grand, q/Q et q'/Q tendent vers $\frac{1}{\omega}$, et ψ et Φ vers $\frac{\pi}{2}$ indiquant que le flux de chaleur quittant la capsule est constant et donc que la composante variable „reste" entièrement dans la capsule.

Pour les vitesses extrèmement lentes, les deux formules se superposent évidemment aussi, puisque q et q' sont alors en phase avec Q.

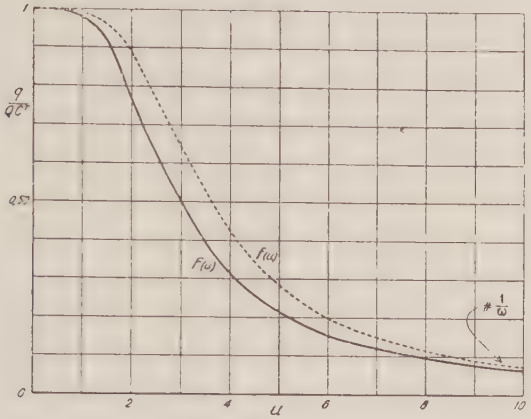


Fig. 41.

Pour des vitesses intermédiaires, q est en retard sur q' par suite de la vitesse de propagation finie de la chaleur.

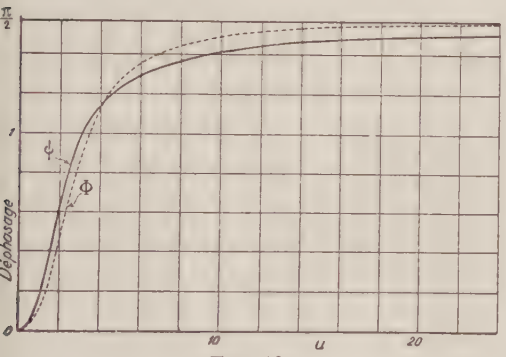


Fig. 42.

Fig. 43.

4. *Application à un éclairement intermittent.* En pratique, les radiations sont occultées périodiquement par un obturateur tournant. L'éclairement a donc, en fonction du temps, l'allure de la fig. 43, l'éclairement moyen étant pris comme zére. Le développement en série de Fourier est donc

$$Q\,\frac{4}{\pi}\sum_{0}^{\infty}(2n+1)^{-1}\ \mathrm{Sin}\left([2n+1]\,\pi\,\frac{t}{\tau}\right)$$

pour le flux incident. En posant $b = \frac{\tau}{CT}$, q est égal à la somme des effets separés des termes sous le signe Σ puisqu'il a été admis que l'action cumulative de radiations est additive:

$$q = QC^T \sum_0^\infty 4\pi^{-1}(2n+1)^{-1} F(u_n) \text{ Sin } (\omega_n t - \varphi_n)$$

avec

$$u_n = \left[(2n+1)\frac{15\pi}{2b}\right]^{\frac{1}{2}},$$

$$\omega_n = (2n+1)\frac{\pi}{bcT}.$$

La fig. 44 montre l'évolution de q en fonction du temps pour un exemple numérique voisin d'une utilisation normale: $b = \pi$. La courbe en pointillé: $1 - e^{-\frac{t}{cT}}(1 + Th\frac{b}{2})$ est celle qui résulterait d'un fonctionnement exponentiel. On voit que les écarts, de l'ordre de 10 %, sont notables, mais acceptables si on considère

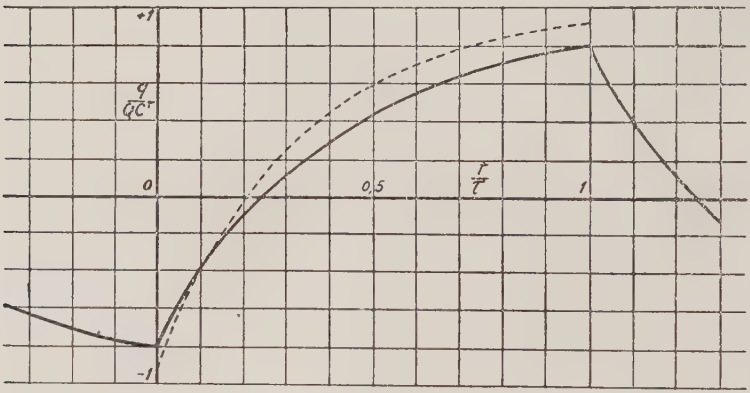


Fig. 44.

les nombreuses approximations faites. L'une d'elles concerne l'absence supposée de pertes par rayonnement. Mais, ces pertes se faisant avec une vitesse infinie correspondent à un fonctionnement exponentiel et la fonction $F(u)$ sera par conséquent remplacée par une expression du genre $(1-\varepsilon)\ F(u) + \varepsilon f(u)$.

La courbe de réponse d'une capsule sera donc en réalité remplacée par une autre courbe qui se rapprochera plus de $f(u)$. Le même

déplacement de la courbe se produira si on tient compte de ce qu'en fait les radiations donnent lieu à une chaleur absorbée plus grande près de la fenêtre qu'au centre, car le chemin moyen effectué par le flux de chaleur sortant est alors raccourci. On peut enfin remarquer que, moyennant une correction apportée à C^T, on peut trouver un fonctionnement exponentiel $f'(u)$ qui se rapproche beaucoup plus de $F(u)$ que ne le fait $f(u)$. Cette correction est légitimée par le fait que le fonctionnement exponentiel suppose que la vitesse de propagation de la chaleur est infinie, tandis que cette hypothèse n'a pas été faite pour le calcul de C^T. Cette correction, qui ne peut être qu'expérimentale, sera au maximum de l'ordre de grandeur de 10 %. Au demeurant, la seule façon de mesurer C^T consiste à relever à l'oscillographe la courbe $dE = dE(t)$ résultant d'une impulsion calorifique brusque et isolée, et à chercher la fonction exponentielle qui se superpose au mieux à cette courbe. La constante de temps C^T se déduit ensuite de l'exposant de cette fonction. Cette façon d'opérer se justifie par la complexité des fonctions $F(u)$ qui rend impossible en pratique le tracé d'une famille de courbes permettant, par juxtaposition, l'identification de la courbe expérimentale avec une courbe calculée.

B. Capsule plate. Comme pour le calcul de C^T, on suppose négligeable les pertes par conductibilité latérale.

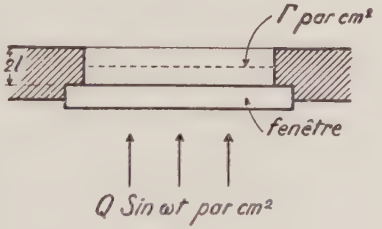


Fig. 45.

1. *Equation.* La feuille reçoit par cm² de capacité Γ: $Q \sin \omega t$ (fig. 45).
Le gaz n'absorbe rien et ne fait que conduire la chaleur. Donc:

$$\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = c \frac{\partial T}{\partial t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (45)$$

Les conditions limites sont, en écrivant le bilan calorifique de la feuille

$$T_{(x=l)} = T_{(x=-l)} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (46)$$

et

$$Q \operatorname{Sin} \omega t = \Gamma \frac{\partial T}{\partial T}^{(x=0)} - 2\lambda \frac{\partial T}{\partial x}^{(x=0)}. \quad . \quad . \quad . \quad (47)$$

La construction de la capsule étant symétrique, par rapport à la feuille, il suffit de faire les calculs pour un seul côté.

2. *Température.* La solution de (45) tenant compte de (46) est

$$\left.\begin{aligned} T = A\,[\operatorname{Sin}(\omega t - a\,[x-l] + \varphi)\, e^{-\alpha(x-l)} - \\ - \operatorname{Sin}(\omega t + a\,[x-l] + \varphi)\, e^{+\alpha(x-l)}]. \end{aligned}\right\} \quad (48)$$

La condition (47), assez longue à calculer, donne après simplifications:

$$A = \frac{l}{2\sqrt{2}\,\lambda u}\,[2\,Sc\,(2u) + 2\,k\,u\,Ds\,(2u) + k^2 u^2\,Dc\,(2u)]^{-\frac{1}{2}}$$

$$\operatorname{tg}\varphi = [Pss\,(u) + Pcc\,(u) + ku\,Psc\,(u)]\,[Pss\,(u) - Pcc\,(u) + ku\,Pcs\,(u)]^{-1}$$

où $u = al$ et $k = \dfrac{\Gamma}{c\,l}$ (rapport des capacités de la feuille et du gaz de la moitié de la capsule).

3. *Quantité de chaleur.* Par symétrie, c'est deux fois l'intégrale relative à une moitié. La feuille étant, au contraire de la capsule sphérique, bien séparée du gaz, et la dilatation du gaz étant évidemment fonction de la température de celui-ci seul, il est inutile de faire figurer dans q le terme ΓT qui tient compte de chaleur accumulée dans la feuille. La dilatation qui résulte de q devra donc se calculer à l'aide de l'éq. 14 et non 15 comme pour l'exemple de la capsule sphérique.

Comme $q = 2c \int_0^l T dx$, on trouve, tous calculs fait:

$$\left.\begin{aligned} q &= Q\,C^T\,F(u)\,\operatorname{Sin}\,(\omega t + \Phi) \\ F(u) &= \frac{2}{u^2}\,[\tfrac{1}{2}\,Sc(2u) - 2\,Pcc(u) + 1]^{\frac{1}{2}} \\ &\qquad [2\,Sc(2u) + 2\,k\,u\,Ds(2u) + k^2\,u^2\,Dc\,(2u)]^{-\frac{1}{2}} \\ \Phi &= \varphi + \varphi' - \frac{\pi}{4} \qquad \operatorname{tg}\varphi' = Pss(u)\,[Pcc(u) - 1]^{-1}. \end{aligned}\right\} \quad (49)$$

La formule correspondante en fonctionnement exponentiel serait:

$$q = Q\,C^{T}(1+u^{4})^{-\frac{1}{4}}\ \mathrm{Sin}\ (\omega t + \Phi'). \quad . \quad . \quad . \quad (50)$$

La fig. 46 donne la fonction $F(u)$ pour deux valeurs de k: 0,3, valeur faible correspondant à une feuille très mince et bien réussie et 1,0, valeur normale pour une capsule où, par exemple, $2\,l = 5$ à 7 mm. En pointillé, la quantité de chaleur en fonctionnement exponentiel (éq. 50).

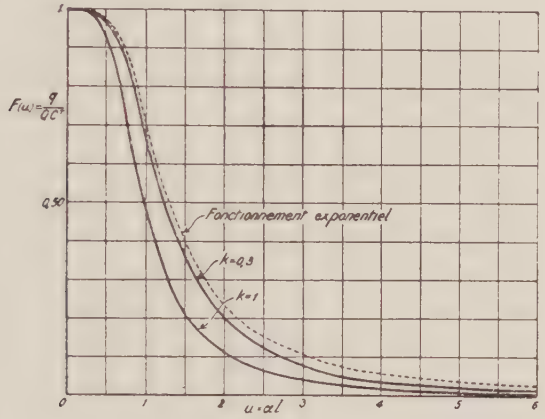


Fig. 46.

On voit ici que pour les valeurs élevées de u et donc de ω, les courbes s'écartent franchement de celle en pointillé. La valeur asymptotique de q est en effet $\frac{\sqrt{2\,\lambda\,c}}{\Gamma}\omega^{-\frac{3}{2}}$ au lieu de ω^{-1} suivant (50). Ceci est du à la présence de la feuille et à l'inertie calorifique que celle ci implique. On peut en conclure que si une capsule est destinée à fonctionner avec une fréquence assez élevée (audible par exemple), il faut prendre soin de constituer l'absorbant par une matière très finement divisée pour garder une amplitude proportionnelle à ω^{-1}. On trouve sans difficultés que la caractéristique de l'absorbant à ce point de vue est le rapport surface/capacité calorifique des particules qui la constituent. Pour une feuille très mince de 2.10^{-4} mm, ce rapport est le même que pour des particules sphériques de rayon 3.10^{-4} mm. Lorsque, par exemple, la fréquence de modulation est de 150 c/s, le rendement d'une capsule tombe à

peu près à la moitié de sa valeur si l'absorbant est constitué par des particules de carbone de 10^{-3} mm aulieu de particules infiniment fines. Pour des fréquences très basses (période de modulation de l'ordre de grandeur de CT), cet effet n'a plus beaucoup d'importance. La modulation rapide est d'ailleurs une application peu courante puisque la sensibilité est alors mauvaise, d'autant plus que la fréquence est élevée, et qu'il faut disposer d'un amplificateur spécial rétablissant la linéarité de la tension de sortie avec l'intensité du flux incident (circuit plaque avec self faible et dépourvue de résistance, c. à d. avec coëf. S élevé).

13. *Fluctuations mécaniques et fluctuations électriques.*

Dans un chapitre précédent, la limite inférieure de l'énergie incidente observable à l'aide de la capsule à dilatation a été calculée en laissant de côté la méthode électrique de la mesure du déplacement de la membrane, méthode qui constitue en somme déjà une particularité expérimentale non impliquée dans le principe. On peut, en effet, concevoir par exemple la détection du déplacement par une méthode optique où la précision serait, théoriquement du moins, seulement limitée par les mouvements spontanés de la feuille. Mais, puisqu'il est fait usage ici d'une méthode électrique, il faut examiner dans quelle mesure elle peut augmenter la limite inférieure dont il a été question plus haut.

Le travail fourni par le gaz pour déplacer la feuille n'est pas à proprement parler „utilisé" ou „utilisable" pour actionner la grille de la première lampe. Lorsqu'en effet le gaz se dilate, la feuille se rapproche du plateau et travaille donc dans le sens de l'attraction électrostatique, et c'est la tension E, réserve d'énergie auxiliaire, à laquelle est empruntée, réversiblement d'ailleurs, l'énergie nécéssaire à élever la tension grille de la quantité dE. Cette source d'énergie fournit d'autant plus d'énergie que le gaz en fournit moins, puisque, en s'approchant de la limite de stabilité, l'attraction électrostatique compense de plus en plus la tension dynamique de la feuille. A la limite, le gaz se dilate presqu'à pression constante et c'est la source E qui fournit tout le travail.

L'application au condensateur feuille-plateau de la tension E produit donc, au point de vue des fluctuations spontanées de la position de la feuille, un résultat identique à celui qui découlerait

d'une diminution de la tension dynamique **T**. Pour conserver un fonctionnement où le rapport (énergie incidente)^2/énergie de fluctuation est le plus favorable (p. 28), on est conduit à augmenter **T** afin de pouvoir appliquer une tension électrique élevée à la feuille. On choisit donc une feuille plus épaisse. Il reste à voir de la façon la plus générale possible quelle est la limite de l'énergie observable imposée par le bruit de fond électrique.

L'énergie potentielle acquise par la feuille par suite de la dilatation brusque du gaz avait été notée précédemment $\varepsilon_p = \frac{1}{2}\triangle p \cdot \triangle V$. Soit ε_e l'énergie cédée par la tension E à la feuille dans le montage „vrai" où le condensateur feuille-plateau est chargé.

F étant la force d'attraction électrostatique, on a en chaque point $\mathbf{F} = \frac{8\pi e^2}{E^2}$. Pour un élément de surface de ceci devient:

$$d\varepsilon_e = -\tfrac{1}{2}\, d\mathbf{F}\, de\, ds = \frac{1}{8\pi}\left[\frac{E^2\, de}{e^3} - \frac{E\, dE}{e^2}\right] de\, ds\,.$$

En notant: C capacité totale feuille-plateau

χ capacité grille et parasite

δC variation de C par suite du déplacement de la feuille

dC capacité de l'élément ds: $dC = \frac{ds}{4\pi e}$

δdC variation de dC par suite du déplacement:

$$\delta\, dC = \frac{-de\, ds}{4\pi e^2}$$

il vient, en identifiant e, de, et ds, et remarquant que $dE = \frac{-E\delta C}{C+\chi}$ puisque l'impulsion est rapide et que le système $C + \gamma$ peut être assimilé à un système isolé:

$$d\varepsilon_e = \frac{E^2}{2}\left[\frac{\delta dC^2}{dC} - \frac{\delta dC \cdot \delta C}{C+\chi}\right]$$

et donc

$$\varepsilon_e = \frac{E^2}{2}\int^{(s)} \frac{\delta dC^2}{dC} - \frac{E^2}{2}\frac{\delta C}{C+\chi}\int^{(s)} \delta dC$$

La deuxième intégrale donne $\frac{E^2}{2} \cdot \frac{\delta C^2}{C+\chi}$. La première, qui est indépendante de χ est déterminée par le fait que pour $\chi = 0$, $\varepsilon_e = 0$, car la charge de C reste alors constante et la source E ne fournit rien. D'où

$$\int_{(s)} \frac{\delta\, dC^2}{dC} = \frac{\delta C^2}{C}$$

et donc

$$\varepsilon_e = \frac{E^2 \delta C^2}{2}\left[\frac{1}{C} - \frac{1}{C+\chi}\right].$$

Mais $E^2\delta C^2 = dE^2(C+\chi)^2$ ce qui donne finalement

$$\varepsilon_e = \frac{dE^2(C+\chi)}{2}\left[\frac{C+\chi}{C} - 1\right] = \frac{dE^2(C+\chi)}{2} \cdot \frac{\chi}{C}.$$

Quel rapport peut on établir entre ε_e et ε_p?

Si on applique à C la tension maximum possible, c'est à dire celle donnant le maximum de sensibilité et rendant la feuille instable, ce régime est défini en chaque point de la feuille par:

$$F = \mathbf{F} \text{ et } \frac{dF}{de} = \left(\frac{d\mathbf{F}}{de}\right)_{dE=0},$$

F étant la force de rappel élastique. dE est nul ici puisque cette limite de stabilité se rapporte aux variations lentes pour lesquelles la résistance de fuite de grille maintient constamment constant le potentiel grille.

D'après ce qui précède, lors d'une variation lente, le bilan de l'énergie potentielle est plus elevé que pour une impulsion rapide, puisqu'on a respectivement dans ces deux cas:

$$\varepsilon_{e1} = \frac{E^2 \delta C^2}{2} \cdot \frac{1}{C} \text{ et } \varepsilon_{e2} = \frac{E^2 \delta C^2}{2}\left[\frac{1}{C} - \frac{1}{C+\chi}\right].$$

La feuille étant donc à la limite de stabilité, on a pour une impulsion rapide:

$$\frac{d\mathbf{F}}{de} = \left(\frac{d\mathbf{F}}{de}\right)_{dE=0} \cdot \frac{\frac{1}{C} - \frac{1}{C+\chi}}{\frac{1}{C}} = \frac{dF}{de} \cdot \frac{\chi}{C+\chi}.$$

Comme d'autre part $dF = d\mathbf{F} + dp$, on voit que l'énergie totale reçue par la feuille se décompose en deux contributions ε_p et ε_e respectivement proportionnelles à $\frac{C}{C+\chi}$ et $\frac{\chi}{C+\chi}$. D'où

$$\varepsilon_p = \frac{C}{\chi}\varepsilon_e = \frac{dE^2(C+\chi)}{2}.$$

Cette égalité permet de relier les fluctuations électriques aux perturbations électriques dues aux fluctuations mécaniques de la feuille.

Une unité commode de bruit de fond électrique reporté à la grille de commande du premier étage amplificateur est la tension quadratique moyenne des fluctuations aux bornes de la capacité $C + \chi$, tension définie par $\overline{V^2}(C + \chi) = KT$. Soit $a^2\overline{V^2}$ la tension réelle de bruit de fond, le facteur a tenant compte de la résistance de polarisation, de la présence éventuelle d'un filtre de bande, de l'effet Schottky et du flicker effect. Le rapport des fluctuations électriques d'origine électrique à celles d'origine mécanique s'obtient en posant respectivement $\varepsilon_p = \frac{a^2\overline{V^2}(C+\chi)}{2}$ et $\varepsilon_p = \frac{KT}{2}$ pour une mesure de durée égale à un cycle. Les fluctuations totales s'obtiennent en additionnant les deux énergies précédentes, d'où, en remplacement de l'équation de la p. 29 qui tient seulement compte des fluctuations mécaniques:

$$Q_{min} = 1{,}27 \cdot 10^{-9} \sqrt{1 + a^2 \frac{E_m^2}{E^2}}\ S^{1/4}\theta^{-\frac{1}{4}} \text{ watts.}$$

Le facteur E_m^2/E^2 provient de ce qu'en pratique on ne peut utiliser la tension E_m, comme il a été expliqué à propos du "collage" de la feuille sur le plateau. En prenant une marge raisonnable de sécurité, le radical aura comme ordre de grandeur $\sqrt{1 + 2a^2}$.

Au sujet des fluctuations mécaniques, il faut encore remarquer ce qui suit. On admet habituellement que le mouvement brownien d'un organe vibrant possède un spectre de fréquences „centré" autour de la fréquence propre de cet organe. Ceci découle naturellement de ce que l'organe mobile est soumis à des chocs répartis, dans le temps, suivant une loi du hasard. Chaque choc amène une

vibration de l'organe. Les effets étant cumulatifs, la somme des effets consiste en une somme de mouvements sinusoïdaux primaires amortis dont les phases sont réparties dans le temps suivant une loi du hasard. Dans ce cas, en effet, la courbe amplitude — f (fréquence) possède un maximum d'autant plus aigu pour la fréquence propre que l'amortissement est plus faible.

Le cas de la feuille se présente tout autrement. Si on considère la feuille dans son ensemble, elle constitue un organe vibrant extrêmement amorti par suite de la présence très proche du plateau. Attaqué par le spectre de fréquence à amplitude indépendante de la fréquence que constitute l'ensemble des chocs avec répartition suivant une loi du hasard, elle réagira avec une amplitude moyenne constante entre la fréquence 0 et une fréquence inférieure à la fréquence propre mais voisine de celle ci. La courbe de réponse sera ainsi pareille à la courbe de sensibilité d'un oscillographe très amorti mécaniquement. Ses fluctuations de position ne pourront donc pas être diminuées par l'utilisation d'un filtre de bande dans l'amplificateur électrique.

Mais on peut se demander s'il est correct d'assimiler la membrane à un organe vibrant. La membrane n'est pas un objet rigide avec un degré de liberté, mais un ensemble de surfaces élémentaires rigides liées élastiquement entre elles. Chacune de ces surfaces élémentaires possède une énergie brownienne $KT/2$. Sans que ces éléments de surface puissent être bien définis, on voit néamoins que l'énergie d'agitation spontanée de toute la feuille excède de beaucoup $KT/2$. Mais l'énergie spontanée de la feuille prise dans son ensemble, c'est à dire l'énergie de son centre de gravité par rapport au plateau, reste $KT/^2$. Cette énergie, due aux fluctuations globales de pression sur toute la surface, correspond bien à des variations globales de volume fixées par $\overline{\triangle p \cdot \triangle V} = KT$ quelles que soient les déformations primaires locales puisqu'il y a addition linéaire des déformations. En d'autres mots, quoique $\triangle p$ ne corresponde pas à une répartition homogène sur la surface, $|\triangle V|$ qui en résulte sera, en moyenne dans le temps, indépendant de cette répartition puisque, dans le temps, celle ci est bien homogène, et par suite du principe d'addition linéaire des déformations. Comme à chaque instant $\triangle C$ est uniquement déterminé par $\triangle V$, les variations spontanées de capacité sont bien celles admises dans les calculs plus haut.

Une dernière question peu claire a trait au bruit de fond de la capacité C.

Supposons une capacité C_1 formée par une armature rigide et une armature élastique (par ex. plateau et membrane). Non chargée, cette capacité présente des fluctuations de potentiel normales correspondant à une énergie totale $KT/2$. Si on charge cette capacité, les fluctuations spontanées de position de l'armature élastique entrainent des variations concommitantes de capacité. La charge étant constante, ces fluctuations de capacité se traduisent par des fluctuations de potentiel. Au bruit de fond électrique normal s'ajoute donc une composante due aux fluctuations mécaniques, c'est à dire due au second degré de liberté de la capacité. Cette seconde composante, dont l'énergie totale est facile à calculer d'après les calculs faits plus haut, possède un spectre de fréquences borné supérieurement; c'est en somme une composante basse fréquence seulement.

Si on monte C_1 en série avec une capacité parfaite C_2 chargée avec une différence de potentiel de signe contraire à celui de C_1, on constitue un ensemble équivalent à une capacité unique de valeur $(C_1^{-1}+C_2^{-1})^{-1}$ présentant à ses bornes une différence de potentiel moyenne nulle, mais possédant un bruit de fond électrique supérieur à celui d'une capacité parfaite de même valeur. Si on ferme cet ensemble sur une résistance ohmique pure, celle-ci en recevra plus d'énergie spontanée qu'il n'en envoie dans la capacité composée. Faut-il alors considérer que la résistance va prendre spontanément une température supérieure à celle de C_2 tandis que celle de C_1 baisse, c'est à dire que l'on effectue une sélection sur les molécules qui, par leurs chocs, mettent en mouvement l'armature élastique? [1]) Le principe statistique de l'entropie maximum serait ainsi mis en défaut par un dispositif macroscopique tandis que l'on admet que seul un dispositif ultramicroscopique est capable d'effectuer une sélection sur les variations spontanées de densité d'énergie atomique.

Les calculs précédents montrent que l'on est limité dans l'opération consistant à augmenter l'épaisseur de la feuille en même temps que la tension appliquée afin de gagner en sensibilité. Avec les notations

[1]) Un phénomine identique a été signalé par Strutt et van der Ziel (Physica (1942), **9**, p. 527) dans des montages théoriques où intervient une contre-réaction afin de diminuer le bruit de fond d'un instrument de mesure.

déjà vues, le fait d'ajouter le champ électrique le plus intense possible donne lieu, sur un petit intervalle et pour une impulsion *rapide*, à une force de rappel dF—$d\mathbf{F}$. Comme $d\mathbf{F} = dF \frac{\chi}{C+\chi}$, la force de rappel est $\frac{C}{C+\chi}$ fois plus petite qu'en absence de champ électrique. L'application de la tension E oblige donc, pour maintenir le même régime de dilatation du gaz, à multiplier $\mathbf{T}$ par un facteur égal au plus à $1 + \frac{\chi}{C}$ dans le cas de la limite de stabilité et égal en pratique à $1 + \frac{\chi}{C} \cdot \frac{E^2}{E_m^2}$, soit 1,5 à 3 pour les valeurs courantes de C et de E.

A. Montage direct. C'est le montage avec amplificateur proportionnel auquel se rapportent plus spécialement les calculs précédents. Les constantes de temps des circuits électriques sont du même ordre de grandeur que la constante thermique C^T de la capsule. Au point de vue de bruit de fond on se trouve là dans les conditions les plus mauvaises possibles: fréquence très basse, de l'ordre de la seconde (0,2 à 0,8 sec.) et impédance d'entrée extrêmement élevée: capacité d'entrée totale d'une vingtaine de cm et résistance de polarisation de 1 à 5.10^{10} ohms.

Comme on le sait, le bruit de fond total d'une lampe est la somme de 3 effets: fluctuations dans le circuit grille, effet Schottky et flicker effet. Ce dernier est inexistant pour des fréquences supérieures à 10 Kc, mais largement prépondérant aux fréquence basses en question ici. Aucune règle précise ne peut être formulée, permettant de prévoir à priori le flicker effect, au contraire des deux premiers effets qui font l'objet d'une théorie vérifiée expérimentalement. On peut dire tout au plus que le flicker effect produit un bruit de fond basse fréquence qui semble proportionnel au carré du courant plaque, ce qui conduit à utiliser un régime sous-alimenté de la lampe. Ce dernier régime s'impose de toutes façons pour pouvoir obtenir de celle-ci un courant de gaz tel que la résistance de polarisation que l'on veut obtenir ne soit pas supérieurs à la résistance effective de fuite. La recherche du fonctionnement réalisant le meilleur rapport signal/bruit de fond est essentiellement empirique, néamoins la

sous-alimentation générale de la lampe (par ex.: filament à 40 % de la tension normale, I_p de l'ordre de 10 microamp., V_{g2} inférieur à 12 volts) parait une condition d'autant plus nécéssaire que l'impédance grille de commande est élevée. Seuls certains types de lampes se prêtent à un tel fonctionnement et les lampes dites „électromètres" ne sont pas à priori les meilleures. L'amplification du premier étage reste très faible, n'excède pas 8 à 10 et peut descendre à 1. Mais c'est ainsi que l'on réalise le compromis le plus favorable pour le bruit de fond.

Pour fixer les ordres de grandeur, soit $C + \chi = 16$ cm. Les fluctuations spontanées correspondent à 16 micro V. Si on tient compte de l'effet de filtre de bande des liaisons capacité-résistance, ce bruit de fond est d'à peu près 8 μV. L'effet Schottky est très faible: quelques μ V. et l'ensemble donnerait $\sqrt{8^2 + 2^2} = 8{,}3\ \mu$ V. Par suite du flicker effect, les fluctuations réellement observées se montent à près de 30 μ V., soit a $= 2$ et $\sqrt{1 + a^2 \frac{E_m^2}{E^2}} = 2{,}3$: en chiffres ronds on aura $Q_{min} = 3 \cdot 10^{-9}\ s^{1/4}\ \theta^{-1/2}$ watts.

Dans le montage direct, le bruit de fond électrique est le plus important, c'est le montage électrique qui devra être le mieux soigné.

B. Montage en pont. En considérant que la feuille possède deux faces jouant le rôle d'armatures de capacité, l'évaluation précédente s'applique encore en utilisant toutes fois la capacité totale (deux faces) et les tensions efficaces. Le montage en fréquence musicale est beaucoup plus favorable que le montage direct en ce qui concerne le bruit de fond: à la fréquence de 1000 c/s, la résistance de polarisation grille est inférieure à 10^7 ohms. En admettant comme meilleure réalisation possible un amplificateur à bande passante de 100 c/s (circuits résonnants à fer avec surtension $S = 20$), les fluctuations du circuit d'entrée

$$\overline{V^2} = 4Kt \int_{900}^{1100} \frac{dF}{\frac{1}{R} + 4\pi^2 F^2 C^2 R}$$

seront de l'ordre de 3 à 4 μ V suivant la valeur de C. La lampe pouvant fonctionner dans des conditions beaucoup plus voisines de

celles normales, l'effet Schottky sera presque négligeable pour une bande passante aussi faible. Seul le flicker effect peut rester notable pour ces fréquences, en restant toutes fois bien inférieur aux fluctuations du circuit d'entrée si on choisit avec soin le type de lampe. Au total, on n'excède pas $a = 0{,}3$ à $0{,}4$ et le bruit de fond intervient de façon négligeable (10 à 20 %) sur la limite de sensibilité.

Un mode de mesure par voltmètre à champ alternatif sera examiné dans la partie expérimentale. Il est équivalent, au point de vue électrique, à l'insertion, dans les circuits, d'un filtre de bande extrêmement aigu, la largeur de bande étant égale ou inférieure à 1 c/s. Dans ce cas, le bruit de fond devient suffisamment petit pour que l'on puisse appliquer aux plateaux une tension beaucoup plus petite que E_m sans que la sensibilité limite s'en ressente.

C. Montage hétérodyne. Dans le montage hétérodyne, aucun lien simple ne semble exister entre le bruit de fond mécanique et les fluctuations browniennes de la fréquence du circuit oscillant construit avec la capacité membrane-plateau. Nous n'avons pu trouver qu'une seule référence traitant de cette question [1]). Les calculs, trop complexes pour être reproduits ici, permettent à l'auteur d'évaluer à 10^{-12} à 10^{-13} les fluctuations relatives moyennes de la fréquence d'un circuit oscillant grille. C'est 10^2 à 10^4 fois moins que les fluctuations de fréquence dues aux mouvements spontanés de la membrane, et ces variations peuvent donc être négligées.

La question est d'autant moins intéressante que toute la difficulté de ce montage réside dans la suppression des dérives de fréquence dont la grandeur est incomparablement plus élevée que celle des fluctuations théoriques. La limite de sensibilité est essentiellement fixée ici par la perfection expérimentale du montage et ne peut dépasser celle du montage en pont.

14. *Tension dynamique et constante de temps électrique.*

Au cours des différents paragraphes, la tension dynamique la plus favorable a été examinée à plusieurs reprises avec des hypothèses diverses au sujet de la tension électrique. On peut résumer comme suit cette question.

En l'absence de champ électrique, ou avec un champ faible devant

[1]) Bernstein, C. R. Acad. Sc. U. R. S. S. **20**, 1938, p. 11—16.

le champ maximum admissible (par ex. 30 %), **T** intervient de la façon simple exposée dans les paragraphes 4—7—9.

L'addition du champ électrique conduit aux complications suivantes:

L'attraction de la feuille compense dans une certaine mesure **T**. Cette compensation est variable suivant la vitesse de la dilatation du gaz: Pour une vitesse lente par rapport à la constante de temps électrique $t = (C + \chi) R$, la différence de potentiel entre feuille et plateau est invariable ($dE = 0$) car les charges ont le temps de s'écouler à travers R. La sensibilité électrique (dE/dQ) est nulle mais la sensibilité dynamique (dV/dQ) est maximum. La tension maximum E_m admissible (paragr. 10 B—C) a trait à ce régime. Pour une vitesse rapide par rapport à t, la résistance R ne joue plus, le système est isolé. dE/dQ est maximum et dV/dQ à diminué parceque dE a un sens tel qu'il s'oppose à la variation de volume ($dE \cdot dV$ négatif). Le régime thermodynamique est alors intermédiaire des fonctionnements dE nul avec E grand et dE max. avec E tendant vers 0. Dans la pratique, on cherche à réduire R (stabilité et bruit de fond), et t est voisin de C^T. Le régime est alors intermédiaire de dE max, E grand et dE nul, E grand.

La prévision de la meilleure valeur de **T** dans la mesure où on peut le produire à volonté, se fait donc comme suit (paragr. 9—13):

On calcule $\mathbf{T}_1$ en l'absence de champ électrique. Pour tenir compte ensuite de ce champ, la tension vraie est prise égale à

$$\mathbf{T}_2 = \mathbf{T}_1 \left(1 + \frac{\chi}{C} \cdot \frac{E^2}{E_m^2} \cdot \frac{dE_{\max}}{dE}\right).$$

Le rapport $dE^-{}_{max}/dE$ dépend de la vitesse d'occulation (période 2τ), de C^T et de t, et éventuellement de la forme des impulsions. Il s'évalue aisément dans chaque cas particulier en admettant le fonctionnement exponentiel, est égal à 1 pour une grande rapidité d'occultation et diminue au fur et à mesure que t devient petit devant τ ou devant C^T. La formule n'est qu'approximative et n'a plus de sens pour dE_{max}/dE grand. La prévision de la sensibilité se fait à l'aide de $\mathbf{T}_1$ qui est la tension apparente de la membrane pour le gaz de la capsule.

Dans chaque cas on vérifie que l'on est bien en dehors de la région de décharge électrique entre feuille et plateau.

III. CONSTRUCTION ET ESSAIS

1. *Elimination des perturbations.*

Comme dans le cas de tout appareil dont on cherche à pousser la sensibilité au maximum, le fonctionnement de la capsule à dilatation est sensible aux perturbations extérieures, et c'est seulement en adoptant de très grandes précautions qu'il sera possible de s'approcher de la limite de perception que la théorie assigne à cette méthode. Cette limite étant donc régie pour une part importante par ces perturbations, il est indispensable, lors du projet de construction d'une capsule, d'évaluer en gros les précautions (épaisseur des parois, par ex.) que l'on aura à prendre pour ramener l'influence des perturbations au niveau voulu. Ce niveau est déterminé, soit par la limite de perception théorique, soit par l'usage auquel est destiné la capsule, soit encore par le contage électrique. Dans ce but la capsule y est remplacée par un condensateur équivalent en forme et en valeur, une plaque métallique, non sujet aux vibrations et aux dilatations, étant substituée à la membrane. On détermine par la même la dérive propre de l'amplificateur électrique.

A. Variations de la température extérieure. Il faut compter normalement avec des variations de température de l'air entourant l'appareil atteignant facilement quelques degrés, même dans une pièce calme, ceci par suite de la présence de l'expérimentateur. L'appareil doit pouvoir supporter ces variations pour être utilisable en pratique.

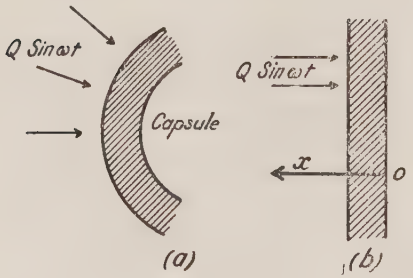


Fig. 47.

Pour évaluer le rôle de ces variations, on peut en première approximation (fig. 47) traiter le cas du blindage cylindrique de la capsule en remplaçant celui-ci (a) par un blindage plan (*b*) de même épaisseur (la propagation de la chaleur dans un cylindre donne lieu à des équations très compli-

quées, au contraire du „mur" et de la sphère). Le résultat, ainsi trouvé, sera en défaut sur celui exact. On peut ensuite se limiter au calcul d'une variation périodique, toute variatino réelle se ramenant à ce cas.

Supposons que la paroi de gauche reçoive un flux de chaleur $Q_0 \sin \omega t$ par cm^2. La paroi de droite, qui représente la côté intérieur de la capsule, est traversé par un flux de chaleur nul, puisque la capacité calorifique du contenu du blindage cylinderique est négligeable par rapport à celui-ci. L'équation classique du problème est: $\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = c \frac{\partial T}{\partial t}$ (λ: conductibilité et c: capacité par unité de volume). Les conditions limites sont:

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x}_{(x=l)} = Q_0 \sin \omega t, \qquad \frac{\partial T}{\partial x}_{(x=0)} = 0.$$

En adoptant les notations de la p. 74, en trouve pour la température en un point du blindage:

$$T = T_0 + \frac{Q_0}{\sqrt{2}\, a l} [Sc \cdot 2a x]^{\frac{1}{2}} [Dc \cdot 2a l]^{-\frac{1}{2}} \operatorname{Sin} (\omega t + \Phi) \text{ où } a = \sqrt{\frac{\omega c}{2\lambda}}$$

avec

$$\operatorname{tg} \Phi = [Psc \cdot 2a l - Pcs \cdot 2a l]\, [Psc \cdot 2a l + Pcs \cdot 2a l]^{-1}.$$

Pour $x = 0$ (paroi interne), l'amplitude des variations de température est donc:

$$A = \frac{Q_0}{a l} [Dc \cdot 2a l]^{-\frac{1}{2}}.$$

Il reste à expliciter Q_0. La relation qui existe entre les variations de température de l'air et la quantité de chaleur emmagasinée et échangée entre cet air et le blindage est caractérisée par la constante de temps thermique de ce dernier. Cette constante θ, purement expérimentale, se détermine facilement en suivant au thermomètre l'évolution de la température du blindage abandonné à lui même après avoir été échauffé. Si $\Delta T = \Delta T_0 \operatorname{Sin} \omega t$ est la variation de la température autour de la moyenne, on aura: $Q_0 = \frac{lc}{\theta} \Delta T_0$.

A priori, on peut admettre que θ est proportionnel au rapport

volume/surface du blindage et écrire en gros $\theta = \theta_0 l$, θ_0 étant la constante de temps relative à un blindage d'épaisseur unité.

Dans le cas du cuivre, par exemple, $\alpha = 0{,}67\sqrt{\omega}$ et pour les diamètres utilisés dans les blindages d'essais de capsules, on a à peu près $\theta_0 = 500$. Numériquement, ceci donne pour l'amplitude:

$$\mathbf{A} = 2{,}7 \cdot 10^{-3}\, \Delta T_0\, [\omega \cdot Dc\,(1{,}35\, l\sqrt{\omega})]^{-\frac{1}{2}}.$$

On aura ainsi pour des variations de température de l'air $\Delta T_0 = 1$:

ω	$l = 1$	$l = 2$	$l = 4$
1	$1{,}9 \cdot 10^{-3}$	$0{,}9 \cdot 10^{-3}$	$2{,}6 \cdot 10^{-4}$
4	$0{,}45 \cdot 10^{-3}$	$1{,}3 \cdot 10^{-4}$	$1{,}8 \cdot 10^{-5}$
9	$0{,}63 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$0{,}8 \cdot 10^{-8}$

Pour des variations lentes, c'est à dire lorsque $\mathrm{Sc} \cdot 2\,\alpha\, l \neq 2$ (ce qui correspond pour le cuivre à $l\sqrt{\omega} < 1$), l'équilibre de température est pratiquement établi dans la masse métallique et l'amplitude est donnée par:

$$\mathbf{A} = \Delta T_0\, [1 + \omega^2\, \theta^2]^{-\frac{1}{2}}.$$

Il reste à voir de quelle façon ces oscillations de température se répercutent sur les mesures. D'après ce qui précède, les variations rapides sont faciles à amortir moyennant une quantité de métal non prohibitive. Les variations lentes sont le plus à craindre, en particulier celles dont la période est beaucoup plus grande que la période d'occultation.

Soient T_1 et T_2 les températures de la capsule au début et à la fin de la période où l'obturateur est ouvert, et T_3 celle à la fin de la période d'occultation. Considérant que la mesure porte sur la variation de la différence des températures pendant l'ouverture et la fermeture de l'obturateur, on trouve que la capsule avec l'appareil de mesure réagissent comme si une la source de rayonnement, éclairant la fenêtre, provoquait une différence de température de $\Delta T = (T_3 - T_2) - (T_2 - T_1)$.

Si τ est la durée de l'occultation, et si $\omega \gg \tau$, on aura par conséquent en première approximation, T étant fonction de t:

$$\Delta T = \frac{\partial^2 T}{\partial t^2}\, \tau^2.$$

Comme il a été admis pour la température la forme $T = \mathbf{A}\ \mathrm{Sin}\ \omega t$, la variation apparente de température sera, en se reportant à l'expression de **A**:

$$\Delta T_{app}\ \mathrm{Sin}\ \omega t = \Delta T_0\, \omega^2 \tau^2 [1 + \omega^2 \theta^2]^{-\frac{1}{2}}\ \mathrm{Sin}\ \omega t.$$

Pour les variations dont la période ne dépasse pas une demi-heure, on a sensiblement $\frac{\Delta T_{app}}{\Delta T_0} = \frac{\omega \tau^2}{\theta}$. Pour les variations extrêmement lentes (variation diurne et nocturne), on tend vers $\frac{\Delta T_{app}}{\Delta T_0} \rightarrow \omega^2 \tau^2$.

Il reste à évaluer le flux lumineux „simulé" par ces variations de température, c'est à dire produisant à la mesure un effet équivalent. On peut noter *en gros* que des radiations apportant par seconde une énergie q dans la capsule produisent une différence de température égale à:

$$\Delta T_c = \frac{q C^T}{\Gamma} (1 - e^{-\tau C^{T-1}})$$

(C^T constante de temps définie précédemment et Γ capacité calorifique air + absorbant.)

En l'absence de fluctuations d'origine électrique, l'énergie limite mesurable s'obtient en posant $\Delta Tc = \Delta Tapp$, ce qui donne:

$$q_{\mathrm{lim}} = \Delta T_0\, C^{T-1}\, \Gamma \omega^2 \tau^2 \left(1 - e^{-\tau C^{T-1}}\right)^{-1} (1 + \omega^2 \theta^2)^{-\frac{1}{2}}.$$

Comme exemple numérique, on peut prendre la capsule utilisée avec le montage hétérodyne: $\Gamma = 10^{-3}$ joules, $\tau = C = 0{,}5$ sec., $\theta = 1000$ sec.

On trouve pour une variation de température extérieure $= 1°$:

ω	1	0,2	0,05
q_{lim} en w.	$2{,}6 \cdot 10^{-7}$	$5{,}4 \cdot 10^{-8}$	$1{,}3 \cdot 10^{-8}$

Par suite des nombreuses approximations faites, ces nombres peuvent être facilement entachés d'une erreur se chiffrant par un facteur 2 où 3. Ils cadrent néamoins avec les observations pratiques qui montrent que, tel que, l'appareil ne présente pas une garantie suffisante du côté de l'insensibilité aux variations de température. Celles ci doivent en effet donner lieu à une limite de q inférieure si possible à celle résultant du montage électrique. C'est pour cette

raison que le blindage et le montage électrique ont été calorifugés au moyen d'une épaisseur importante (3 à 4 cm) de mousse d'ébonite.

Ces précautions prises, le point sensible de la capsule reste la fenêtre de sel dont l'épaisseur standard est de 4 mm. Cette fenêtre constitue une véritable discontinuïté du blindage. Aucun remède ne peut être parfait, le meilleur consistant en l'utilisation d'une seconde fenêtre placée devant la première de façon à disposer d'un matelas d'air étanche entre les deux. Devant le tout est placé un épais cylindre de laiton faisant corps avec le blindage et empêchant la capsule et sa fenêtre de recevoir, soit des courants d'air, soit des rayonnements très obliques.

Un autre effet des perturbations thermiques extérieures nécéssitant une bonne calorifugation consiste en la déformation mécanique (torsion) que subissent des pièces soumises à un gradient de température irrégulièrement réparti sur la surface par suite de l'arrivée locale d'une certaine quantité de chaleur (souffle, par exemple, ou contact avec les doigts). Pour un appareil nu, cet effet est très notable et se distingue du précédent en ce qu'il se produit sans retard sur l'arrivée de la chaleur, au lieu de comporter un retard égal à Vl (l: épaisseur et V: vitesse de propagation de la chaleur,

$$V = \sqrt{2\lambda\omega c^{-1}} \cong 1{,}5\sqrt{\omega}).$$

Comme dernière perturbation, il faut citer celle provenant de la température du fond sur lequel vise l'appareil. C'est là en fait une perturbation à laquelle l'appareil ne peut rien et qui relève plutôt des conditions d'installation de la source de radiations. En se plaçant au point de vue de la capsule, celle-ci possède une certaine ouverture Ω et ne voit la source de radiations que sous l'angle Ω' généralement très faible par rapport à l'angle Ω. Tout le fond occupé par l'angle $\Omega - \Omega'$ envoie des radiations parasites dont une variation peut masquer celle du rayonnement à mesurer. Il est donc essentiel d'assurer la constance de ce rayonnement parasite, c'est à dire la constance de la température du fond. Ceci ne peut s'obtenir qu'au moyen d'épais cylindres métalliques délimitant le trajet source capsule. Un autre moyen, favorable à première vue, réside en l'emploi d'un système optique concentrant le rayonnement sur la capsule (miroir, ou lentille de sel, par exemple), mais c'est là au

fond un truquage consistant à augmenter la quantité de rayonnement incident. Il est certain que c'est de cette manière que l'on peut mesurer des sources plus faibles, mais en fait on augmente le niveau des perturbations et on diminue donc la sensibilité absolue de l'appareil. Le grand angle utilisé par l'appareil muni d'un tel dispositif conduit en effet à abandonner les mesures de précaution prises pour protéger la fenêtre de sel. D'autre part, qu'il s'agisse d'une lentille de sel ou d'un miroir métallique même soigné, le dispositif optique voit la capsule sous un angle important, est par suite difficle à calorifuger, et son rayonnement propre, peu intense parceque le coëfficient d'émission peut être maintenu à moins de 5 %, sera sujet à des fluctuations importantes. Si le choix est possible, la lentille de sel est préférable, car on peut la relier au blindage par un cylindre métallique hermétique.

Dans l'ensemble, le rayonnement parasite, quoique ne relevant pas de la construction de la capsule, est la cause de fluctuations la plus difficile à combattre et limitera généralement la sensibilité ultime que l'on peut atteindre.

B. Variations de la pression atmosphérique.

Le blindage contenant la capsule et le plateau doit évidemment être étanche: la fenêtre est mastiquée à la piscéïne et l'étanchéïté des diverses parties vissées de l'appareil est assurée par des rondelles de papier imprègnées d'un mastic facile à ramollir. Initialement il avait été constaté que des variations brusques de pression (ouverture d'une porte) se transmettaient un peu par flexion de la fenêtre de sel. Par la suite, la pièce portant la seconde fenêtre a été adaptée à l'appareil par un rodage plan étanche et l'effet de flexion de la première fenêtre était ainsi ramené à un niveau tolérable.

C. Vibrations mécaniques. La capsule est surtout sensible à la composante de l'accelération perpendiculaire à la feuille. Pour en évaluer l'influence, on peut en première approximation assimiler la capsule à un cylindre creux et remplacer la membrane par un piston de même poids superficial ρ que celle ci, et muni d'une force de rappel telle qu'à pression égale, le piston et la feuille subissent un déplacement comportant une même

variation de volume. En se reportant à la formule (6), p. 45, on voit que le piston est caractérisé par $\Delta p = K\Delta l$ avec $K = \frac{8\mathbf{T}}{r^2}$. ($r$: rayon et $\mathbf{T}$: tension de la membrane).

Soient l_1 et l_2 les longueurs des deux compartiments (fig. 48), δ la densité du gaz, δ_n la densité normale (au repos), γ l'accélération à laquelle est soumise la capsule, et p la pression du gaz en un point, p_n étant celle en absence d'accélération. On a vu plus haut que les fréquences mécaniques élevées sont facilement éliminées par la suspension de l'appareil. Pour les variations lentes dont il s'agit ici, et tenant compte de la fréquence propre toujours très élevée de la membrane, on peut traiter la question comme si l'équilibre statique était établi à chaque instant.

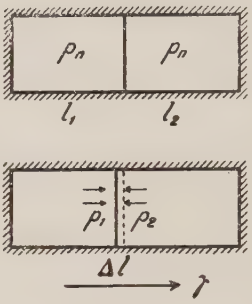


Fig. 48.

Dans une tranche dx du premier compartiment, on a $dp = -\gamma\delta \cdot dx$ et comme $\delta = kp = \delta n \frac{p}{p_n}$ on a la distribution:

$$p = p_n e^{-\gamma k x + a} \text{ et } \delta = \delta_n e^{-\gamma k x + a}.$$

Mais les variations étant petites, on peut développer:

$$p = p_n (1 - \gamma k x + a) \text{ et } \delta = \delta_n (1 - \gamma k x + a).$$

La constante a se déduit de la conservation de la masse de gaz dans les compartiments:

$$\delta_n l_1 = \int_0^{l_1 - \Delta l} \delta \cdot dx \text{ d'où } a = \frac{\Delta l}{l_1} + \tfrac{1}{2}\gamma k l_1.$$

Si p_1 est la pression exercée sur la membrane, on a par suite:

$$p_1 = p_n \left(1 - \tfrac{1}{2}\gamma k l_1 + \frac{\Delta l}{l_1}\right)$$

et de même:

$$p_2 = p_n \left(1 + \tfrac{1}{2}\gamma k l_2 - \frac{\Delta l}{l_2}\right).$$

La position d'équilibre du piston est déterminé par $p_2 - p_1 + \gamma\varrho = K\Delta l$ ce qui fournit le déplacement du piston:

$$\Delta l = \gamma \frac{\varrho + \frac{1}{2}\delta_n (l_1 + l_2)}{K + p_n (l_1^{-1} + l_2^{-1})}.$$

En appliquant ceci par exemple à la capsule dont il a déjà été question plus haut, on a approximativement: $l_1 = 1{,}5$, $l_2 = 2$, $\mathbf{T} = 10^{+4}$, $r = 0{,}7$, $\varrho = 2 \cdot 10^{-4}$, on a numériquement:

$$\Delta l = 2 \cdot 10^{-9}\ \gamma \text{ cm.}$$

Si d'autre part cette même capsule mesure des radiations abandonnant q watts/sec., l'ordre de grandeur de la variation de volume résultante est: $\Delta V = \pi r^2 \Delta l\ (1 - e^{\frac{-T}{C^T}}) \frac{qC^T}{TC_p}$ (C_p: chaleur spécifique en j/cm^3).

En prenant comme précédemment $\tau = 0{,}5$ et $C^T = 0{,}5$, ceci donne $q = 1{,}5\ \Delta l$.

L'énergie minimum mesurable, c'est à dire produisant le même effet que les perturbations, s'obtient en remplaçant Δl par sa valeur en fonction de γ. Si la vibration produisant γ est A Sin ωt on a:

$$q_{\text{lim}} \cong 3 \cdot 10^{-9}\, \gamma = 3 \cdot 10^{-9}\, A\, \omega^2.$$

Si on se propose par exemple de maintenir les perturbations dues aux vibrations à un niveau inférieur à 10^{-9} watts équivalent, cette condition se traduira par $A < 0{,}33 \cdot \omega^{-2}$. L'évaluation précédente a trait aux fréquences basses et, parmi celles-ci, la plus gênante est la fréquence propre de la suspension antivibratoire. Si L est la longueur des fils ou des ressorts de cette suspension, on a, pour la fréquence des oscillations horizontales $\omega = 31 \cdot l^{-\frac{1}{2}}$ et donc $A < 0{,}33 \cdot 10^{-4}\ l$. Pour une suspension de 50 cm, les oscillations ne doivent pas dépasser 0,15 mm d'amplitude, et c'est là une condition déjà difficile à réaliser dans une ville à moins de disposer d'un batiment avec sous-sol reposant sur des fondations profondes.

La capsule prise plus haut comme exemple était vissée, avec son blindage sur la boite du montage électrique et placée par intermédiaire de quelques cm de caoutchouc mousse sur une planche suspendue à 4 ressorts. Le bati supportant les ressorts était à son tour placé sur caoutchouc mousse. De cette façon, les fréquences élevées, transmissibles par la suspension, sont suffisamment éliminées, surtout si on considère qu'une suppression totale est difficile à cause des fils et des connexions blindées qui aboutissent au montage et constituent une alimentation mecanique de perturbations. Lors des essais à très haute sensibilité, ce montage s'est

d'ailleurs montré insuffisant et a nécéssité une série d'ameliorations (amenée des connexions, suspension allongée .....).

2. *Préparation des membranes.*

La membrane est l'organe essentiel de la capsule. Pour être de bonne qualité, elle doit répondre aux exigences suivantes: légèreté — tension très uniforme et élevée — coplanéïté parfaite avec la rondelle support — métallisation régulière, légère et bien conductrice.

A. Essais divers. Les feuilles en aluminium laminé conviennent mal: il faut arriver aux environs de 3 μ pour trouver des feuilles sans trous d'épaisseur constante et de propriétés mécaniques homogènes (absence de stries de laminage qui empêchent une tension uniforme). Pour une telle épaisseur, la densité superficielle est trop élevée, car, une fois tendues à la fréquence voulue qui leur permet de ne pas être trop sensibles aux perturbations mécaniques, la tension dynamique est trop grande et par suite la sensibilité trop faible. Il se peut neamoins que l'industrie produise bientôt des feuilles métalliques ayant les caractéristiques voulues.

D'autres membranes ont été préparées en utilisant comme „armature" conductrice une feuille d'électroscope en aluminium battu, et en imbibant celle-ci par exemple d'acétate de cellulose pour lui, donner les propriétés mécaniques et d'étanchéïté voulues. L'opération est très délicate et on n'arrive pas à éviter des petits plis qui, une fois la feuille tendue, constituent des inhomogénéïtés mécaniques.

B. Feuilles métallisées. En laissant de côté les essais initiaux de préparation de feuilles couleur d'interférence qui n'ont jamais permis d'arriver à des résultats concluants, du moins pour les couleurs du premier ordre, les opérations successives se font comme suit:

Une lame couvre-objet de microscope, soudée par un coin à une petite tige, est entièrement immergée dans une solution de collodion de 1 à 3 % (concentration plus élevée par temps froid). Retirée, elle est posée rapidement par un bord sur du papier filtre qui absorbe l'excès de liquide et empêche la formation d'une surépaisseur, puis séchée sous un cristallisoir contenant de la vapeur d'éther (précaution surtout nécéssaire par temps chaud). Après grattage des bords de la lame avec un rasoir, elle est plongée lentement dans

de l'eau très propre: la feuille surnage et est ensuite ramassée sur la rondelle support qui sera montée ultérieurement dans la capsule. Autour du trou central, cette rondelle comporte une rainure remplie par avance de mastic (cire rouge résineuse), et le trou central est provisoirement bouché par une pièce (fig. 49) percée d'un orifice

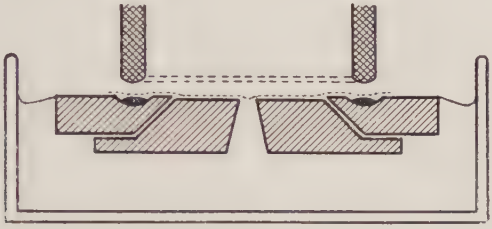


Fig. 49.

petit, insuffisant pour „aspirer" la feuille au moment où la rondelle est retirée de l'eau. Une forte pression d'un tube d'ébonite dans la rainure colle la feuille. On enlève la pièce centrale et la feuille est mise à sécher à l'abri des poussières sous un cristallisoir. La question des poussières est très importante: la distance feuille-plateau étant inférieure à 0,1 mm, la moindre particule adhérente est métallisée et établirait un court-circuit.

Moyennant quelques précautions, la métallisation par évaporation dans le vide réussit bien avec l'aluminium. La feuille résiste en effet mal, d'une part à un séjour trop long dans le vide et d'autre part à l'échauffement dû au rayonnement du fil de tungstène et de la perle d'aluminium. Dans les deux cas, la membrane perd définitivement une partie de sa tension dynamique qu'elle a acquise pendant son séchage. Pour éviter cela, la perle d'aluminium est formée au cours d'un premier vidage de la cloche qui comporte deux canalisations de vide, l'une vers la pompe à palettes, et l'autre vers la trompe à diffusion chauffée par avance. De cette façon le vide est établi très rapidement après introduction de la rondelle. Un cache posé à moitié distance empêche l'arrivée directe des rayonnements sur la feuille. Afin de permettre néamoins l'arrivée sur celle-ci des atomes d'aluminium, l'évaporation est faite aussi rapidement que le supporte le fil de tungstène de manière à remplir la cloche de vapeur d'aluminium diffusée. Au besoin, on laisse subsister dans la cloche une

pression résiduelle de gaz de 1 ou 2 dix-millièmes de mm. Dans ces conditions, la couche de metal, sans être très belle au point de vue optique, est néamoins suffisamment conductrice et permet un contrôle optique de la surface. L'opération totale se fait en quelques minutes.

Après un repos de quelques semaines, le métal s'est durci par cristallisation et on peut tenter d'enlever prudemment, avec un

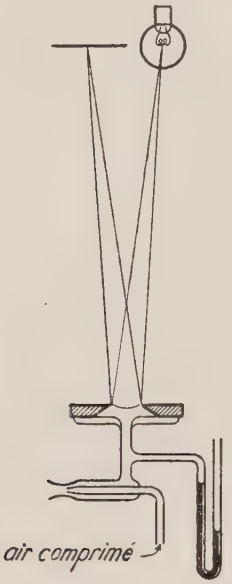


Fig. 50.

Fig. 51.

papier à cigarettes, les éventuelles poussières peu adhérentes qui se trouveraient sur la surface devant se trouver en regard du plateau.

Avant de monter la rondelle dans la capsule, il faut vérifier ses qualités. La fig. 50 montre comment se fait la mesure de la tension. La rondelle étant posée sur un rodage, on produit avec une petite trompe à air comprimé une dépression de 2 à 15 cm d'eau, de façon à projeter l'image d'un filament sur un verre dépoli. De la meilleure mise au point, on déduit facilement le rayon de courbure et donc la tension. La netteté de l'image, l'existence éventuelle de deux

lignes caustiques, etc. renseignent sur la régularité de la tension, question importante lorsqu'on veut appliquer une différence de potentiel élevée entre feuille et plateau. Dans le même but, la coplanéïté avec la rondelle support se vérifie (fig. 51) en posant sur la rondelle (membrane en haut) une lentille plan convexe, en la surélevant de quelques centièmes de mm au moyen d'une rondelle découpée dans une feuille de cuivre recuit. On forme sur un écran l'image d'un point lumineux fin, par rélexion sur le côté plan de la lentille. Le degré de superposition de cette image avec celle provenant de la membrane métallisée renseigne sur la qualité du parallèlisme nécéssaire. Cet essai ne réussit qu'avec des membranes exceptionellement homogènes, car les écarts angulaires observés sur les deux faisceaux réfléchis n'excèdent guère 1 mm à 1 m, et la seconde image est toujours très floue.

C. Feuilles métallisées avant montage. Afin d'éviter la perte de tension qui se manifeste toujours pendant la métallisation, on peut métalliser avant montage la membrane dont les dimensions sont alors très largement prévues. Toutes les opérations se font avec un cadre provisoire, au moins deux fois plus grand que la dimension définitive de la membrane. Ce mode de préparation ne réussit que pour les feuilles de collodion assez épaisses et très fortement métallisées. De nombreux incidents arrivent au moment de coller et de tendre la membrane (couche conductrice abimée, rupture complète même du contact).

3. *Préparation de l'absorbant.*

Dans la partie consacrée à la constante de temps, il a été fait mention de deux sortes d'absorbant: feuille noircie et noir de fumée léger.

Beaucoup d'autres substances peuvent bien entendu servir à l'absorption des radiations, mais auront généralement un caractère plus sélectif. Les problèmes d'absorption sélective sont très nombreux et pratiquement chacun d'eux requiert une solution spéciale, dépendant du coëfficient d'absorption et de l'état physique ainsi que des propriétés de l'absorbant envisagé (solide, gazeux, oxydable, etc.). D'ailleurs, la qualité réclamée le plus souvent à un absorbant est d'être aussi peu sélectif que possible, et, par suite des exigences

de la méthode, seul la fabrication des deux absorbants cités plus haut à été mise au point.

A. Feuille noircie. La ou les feuilles absorbantes placées au milieu de la capsule doivent être légères pour avoir une capacité calorifique égale ou si possible inférieure à celle de l'air y contenu. En effet, la température finale d'équilibre atteinte par la feuille et l'air est indépendante de la feuille, mais la constante de temps augmente avec la capacité calorifique, ce qui est désavantageux puisque les mesures se font par modulation du flux de radiations.

Les essais pour faire des feuilles avec une solution d'acétate de cellulose ou de collodion contenant du noir de fumée n'ont pas réussi, car ce dernier se ramasse en grumaux pendant le séchage. De même, des feuilles coulées sur glace et noircies ensuite sont très fragiles et se déchirent lorsqu'on tente de les détacher, du moins pour les épaisseurs dont il est question ici. La seule méthode susceptible de donner des résultate un peu constants est la suivante:

Une lame de verre est noircie au moyen d'une flamme peu fuligineuse, le verre étant maintenu franchement dans la flamme de façon à être très chaud. La solution est mise avec une pipette sur le verre horizontal encore tiède afin de se répandre et de sécher rapidement. Les insuccès proviennent de ce que le dissolvant, s'attaquant au goudron qui lie le noir de fumée au verre, fait flotter par fragments la couche au bout de quelques secondes. Les feuilles ainsi préparées se détachent jusqu'à $4 \cdot 10^{-4}$ gr/cm^2 avec une teneur en carbone supérieure à 50 %. Plus fines ou trop riches en carbone, elles se déchirent.

B. Noir de fumée. Le noir de fumée ne participant pas à la dilatation du gaz, la sensibilité de la capsule sera encore, comme dans le cas des feuilles absorbantes, à peu près indépendante du poids de noir de fumée. Mais, ce poids augmendant la capacité calorifique de l'ensemble gaz-absorbant, la vitesse de réponse de la capsule à un flux modulé de radiations sera diminuée. D'autre part, il a été vu que l'absorption ne doit pas se faire près de la fenêtre d'entrée. Les qualité à exiger du noir de fumés sont donc sa légèreté et un coëfficient d'absorption faible. On peut y ajouter: une distribution homogène à l'échelle la plus faible possible. En pratique d'ailleurs, hormis les rayonnements de très grande longueur d'onde

(0,1 mm) ou les capsules de petite profondeur (2 mm), ce coëfficient n'est jamais trop faible.

Le choix du combustible n'est pas critique, tout carbure riche en carbone donne une flamme suffisamment fuligineuse. Nous avons surtout utilisé l'essence d'avant guerre, quelque fois le camphre et le benzène allégé avec l'éther de pétrole. Toutes ces flammes donnent cependant des filaments de fumée très longs et lourds mélangés à

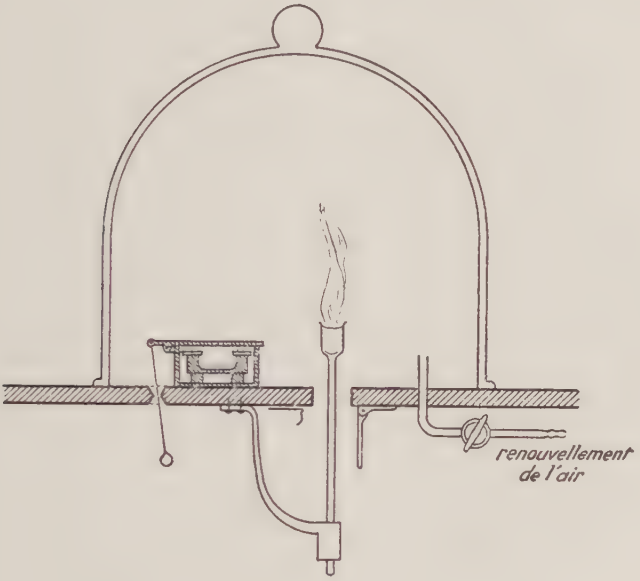


Fig. 52.

des particules plus fines. Ces gros filaments constituent un noir de fumée mauvais, de texture trop grossière, trop lacunaire et doivent être éliminés. En pratique, l'opération se fait pour ces raisons de la façon suivante: Une cloche de verre de 10 à 15 litres (fig. 52) est posée sur une planche trouée au centre. La rondelle devant recevoir l'absorbant est disposé dans cette cloche sous un couvercle manoeuvré du dehors. Un tube contenant 3 à 4 gr. de combustible est introduit au centre et on laisse bruler jusqu'à épuisement de l'oxygène. Apres fermeture de l'orifice on attend le dépot des particules lourdes (la cloche doit être muni d'un essuie-glace intérieur) et on découvre la rondelle. Le dépot des particules fines

dure près d'un quart d'heure et une opération dépose de 0,5 à 1 mm en épaisseur. Bien réussie, la densité en volume du dépot est inferieure à celle de l'air. Par le fait de sa légèreté, il arrive à bien adhérer à la rondelle et n'est pas sensible aux chocs, mais beaucoup aux courants d'air. En lumière visible, l'absorption de moitié se produit pour une épaisseur de 0,3 à 0,8 mm, épaisseur qui augmente beaucoup avec la longueur du rayonnement à mesurer.

4. *Montage direct (avec amplificateur proportionnel).*

C'est le premier montage utilisé dans les essais. La partie électrique était constituée par un amplificateur proportionnel pour chambres d'ionisation. La constante de temps électrique la plus grande réalisable (grille isolée) était de près de 0,5 sec. Le montage comprenait successivement: une lampe d'entrée à faible bruit de fond et isolement grille de commande élevé (AL2 ou 4672, filament sous-alimenté, de 35 à 50 % de la tension normale, grille accélératrice à une tension ne dépassant pas 10 v, courant plaque inférieur à 10 microampères, résistance plaque 3.10^6 ohms bobinée, connexions soudées sur les plots, blindage de 1 cm faisant corps avec la capsule), deux penthodes à amplification élevée, un étage de sortie et le dispositif de mesure.

La figure 53 réprésente la capsule utilisée [1]): elle est munie d'une seule fenêtre qui était choisie, pour la commodité des premiers essais en quartz. Le plateau est réglable au moyen d'une vis très soignée et sans jeu, isolée à l'ambre. Les autres isolements sont

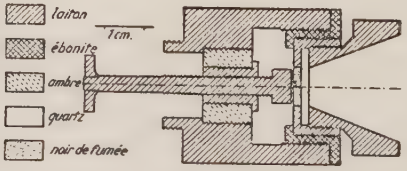


Fig. 53.

assurés par de l'ébonite. Plusieurs plateaux interchangeables étaient prévus, dont l'un était en particulier adapté au fonctionnement en fréquence accoustique. A cet effet, comme il était à prévoir que la

[1]) Les essais initiaux et la construction des capsules figurées en 53 et 54 ont été effectuées en collaboration avec M. La. Goldstein.

couche d'air comprise entre le plateau et la feuille amortirait sensiblement le mouvement de cette dernière, le plateau était composé d'une plaque, percée de nombreux trous, montée sur une coupelle communiquant avec le volume situé en arrière de la feuille.

Le montage d'une telle capsule est très délicat parceque la feuille, l'absorbant et la fenêtre sont solidaires: après collage et métallisation de la feuille, l'absorbant est déposé sur celle-ci, ce qui ne va pas sans difficultés par suite de la saturation en eau de l'athmosphère par les produits de la combusion de l'essence. La construction devait en outre être d'une grande précision pour conserver un parallélisme satisfaisant entre feuille et plateau.

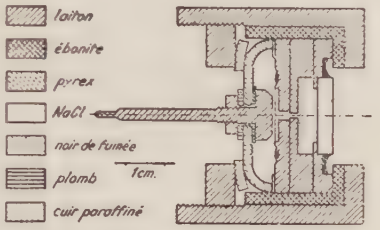


Fig. 54.

La capsule suivante (fig. 54) est construite d'une façon beaucoup plus simple: tous les différents éléments sont portés par des rondelles qui sont ensuite empilées dans un cylindre. La distance feuille plateau est déterminée par une rondelle en feuille de cuivre, la planéïté des pièces étant assurée au préalable par rodage. On obtient ainsi sans difficultés un parallèlisme assez rigoureux.

La rigidité mécanique indispensable et l'équilibre thermique ne semblant pas assurés par un montage dans lequel entrait pour une part si importante de l'ébonite, la capsule suivante est encore plus simplifiée: prévue pour le montage électrique (fig. 17) où seul le plateau est à isoler, tout le reste étant au sol, elle ne comporte plus qu'un unique cylindre en métal contenant l'empilage des disques.

A ce stade des essais, aucune autre amélioration des capsules ne fut plus tentée. Les calculs exposés plus haut, concernant les caractéristiques les plus favorables à donner au montage dans son ensemble n'étaient pas encore effectués, et il était difficile d'opérer par tatonnements sur un tel nombre de paramètres. On peut se rendre compte à postériori que ces capsules avaient comme défauts: une tension dynamique et une tension électrique insuffisantes, et un volume mal adapté comme sécartant beaucoup de la forme sphérique. De plus, et surtout dans le premier modèle, localisation de l'absorbant trop près de la fenêtre. Dans l'ensemble, ces diverses

raisons conduisaient à une faible sensibilité et laissaît au bruit de fond électrique un rôle beaucoup plus prépondérant qu'il n'eut été nécéssaire.

L'ensemble du dispositief expérimental comportait:

La source de radiations (fig. 55) constituée par une surface noircie maintenue à 100°: un réservoir inférieur rempli d'eau et chauffé par une spirale intérieure de nickel, surmonté par une boule dont la paroi émet la radiation thermique, et se terminant par un tube réfrigérant suffisamment long. Un thermomètre plonge à travers ce tube, son réservoir étant situé à la hauteur de la boule émettrice.

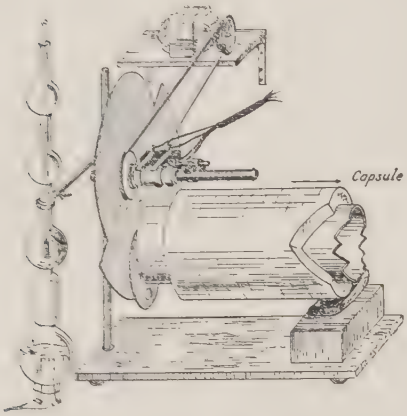


Fig. 55.

Un secteur tournant à vitesse réglable, occultant le flux de radiations.

Un diaphragme: disque percé de trous de surface étalonnée, permettant de faire varier le flux par échelons suivant une progression de raison 2.

Un tube calorifugé (coton de verre et caoutchouc mousse) disposé sur le trajet capsule — source et comportant à son extrémité le diaphragme.

La capsule, vissée sur un épais cylindre de laiton contenant la première lampe amplificatrice.

L'amplificateur basse fréquence qui était un ancien amplificateur pour chambres d'ionisation dont la constante de temps avait été augmentée et dont les résistances plaque étaient shuntées par des capacités pour introduire un certain effet de filtre de bande.

L'étage de mesure. Après certains tatonnements (redressement, par ex.) le dispositif le plus commode consistait en un étage push-pull à résistances plaque. Un milliampèremètre très amorti (rempli intérieurement d'huile légère ou d'un mélange plus fluide) est branché entre les deux plaques par intermédiaire d'un inverseur rotatif solidaire de l'axe du secteur tournant. On obtient ainsi la

différence du courant plaque avec et sans radiations. Il y a avantage à équilibrer avec soin les deux lampes push-pull.

Un redresseur stabilisateur de tension. Au cours des essais avec feuilles plus ou moins rigides, des tensions relativement élevées ont été appliquées à la membrane afin d'étudier la variation de la sensibilité pour différents couples de valeurs e et E. Pendant une période assez longue, les bonnes piles étaient difficilement accessibles (les piles dites à dépolarisant air sont inutilisables) et la tension était donnée par un stabilisateur. De tels appareils étant peu communs et pouvant être utiles à d'autres fins, voici quelques indications concernant leur constitution:

La figure 56 montre le schéma de principe utilisant la réaction plaque grille bien connue, réalisée ici au moyen d'une chaine de

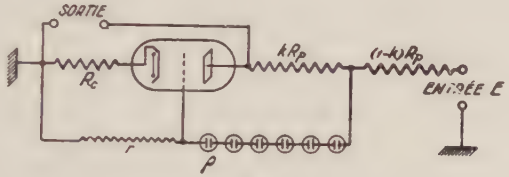


Fig. 56.

petites lampes au néon de faible encombrement (type indicateur de résonance à faible débit: 10 à 20 microampères) et dispensant complètement de l'usage d'une pile de référence. La théorie, très simple, montre que la stabilisation correspond à la condition:

$$1 + R_c(p + a) - \alpha k p R_p = 0$$

(p = pente, a = conductance interne et $\alpha = \frac{r}{r+n\varrho}$ = coëfficient de transmission des lampes au néon en basse fréquence).

La résistance R_p, qu'il y a intérêt à rendre minimum pour éviter une chute de tension inutile, est fixée par l'égalité:

$$R_p = \frac{V_p}{I_p} \cdot \frac{f}{m-f}$$

où $f = \frac{|\triangle E|}{E}$ = fluctuation maximum de la haute tension brute et $m = \frac{|\triangle I_p|}{I_p}$ = profondeur de modulation maximum de I_p permet-

tant de rester sur la partie linéaire de la caractéristique. Le choix du courant moyen i des lampes au néon se détermine sur la carac-

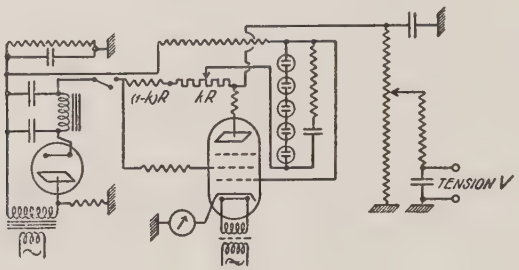


Fig. 57.

téristique en notant qu'il faut une partie linéaire assez grande, car la modulation sur i est plus grande que celle sur I:

$$\frac{\Delta i}{i} \simeq \frac{r + n\varrho}{r}\left(1 + \frac{a}{p}\right)\frac{\Delta I_p}{I_p}.$$

La figure 57 donne le schéma de réalisation pratique avec une penthode E 446 dont la construction, plus soignée que celle des penthodes modernes, permet d'appliquer à la plaque plus de 2000 v. La cathode indirecte est indispensable au montage et ne se trouve pas dans les triodes commerciales supportant ces tensions. La fig. 58 reproduit les courbes donnant les variations de la tension stabilisée en fonction de la variation du secteur pour différentes valeurs de $k \cdot R_p$ (mesures faites en transmettant à un électromètre, par intermédiaire d'une capacité à vide élevé, la tension de sortie). Quelques précautions sont à prendre pour éviter jusqu'à quelques microvolts près une modulation à 50 périodes de la tension de sortie.

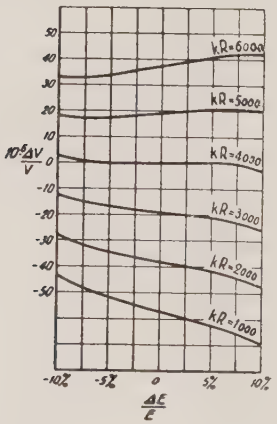


Fig. 58.

Les résultats expérimentaux obtenus avec le montage direct seront donnés ultérieurement, en parallèle avec ceux des autres montages.

5. *Montage en pont à fréquence musicale.*

A. Capsule. Ce montage conduit à une capsule de construction compliquée dont un seul modèle a été mis au point. Elle comporte (fig. 59) deux plateaux dont les surfaces sont symétriques par rapport à la feuille. On est ainsi conduit à introduire dans

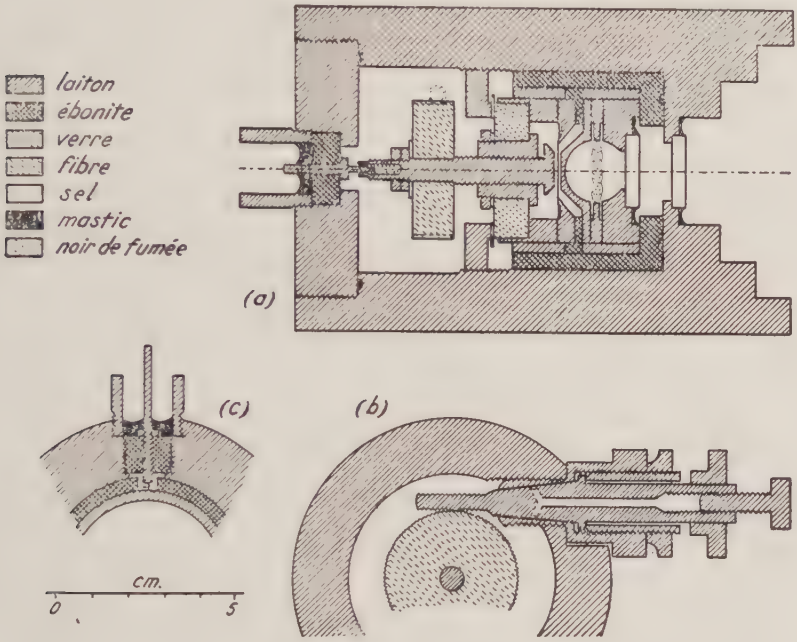


Fig. 59.

l'appareil des isolants divers dont on avait réussi à se passer dans la capsule précédente. En particulier, la capsule proprement dite est inévitablement solidaire de l'un des plateaux et donc isolée par un chemisage en ébonite. Comme d'autre part l'arrière de l'appareil, occupé par le dispositif de règlage du deuxième plateau, ne permet qu'une seule sortie isolée, les deux autres sorties (membrane et 1er plateau) sont latérales. La capsule complète comprend:

Un blindage beaucoup plus épais que précédemment, avec 2 fenêtres de NaCl.

Un chemisage intérieur en ébonite contenant l'empilement des disques:

première moitié de la capsule;
disque supportant l'absorbant compris entre 2 feuilles de 0,1 μ;
fond de la capsule jouant le rôle de réflecteur et de plateau, et réuni à une borne latérale (fig. 59c).

La bague de serrage de l'empilement.

La commande du réglage du deuxième plateau par vis sans fin (fig. 59b).

La fermeture étanche traversée par le 3ième contact et portant le déssèchant (tournure de Ca).

Le réglage du plateau est la pièce essentielle de la capsule car il doit permettre d'ajuster l'intervalle d'air à au moins 10^{-5} mm près. A cette fin, l'axe du plateau, fileté au pas de 0,5 est vissée dans une pièce femelle fixée au centre du disque de pyrex. La portée est longue et le filetage, très précis, a été achevé au rouge d'angleterre afin d'arriver à un fonctionnement doux et sans jeu. Sur l'axe est fixée une roue dentés isolante attaquée par une vis sans fin qui traverse la paroi de façon étanche mais avec manoeuvre douce (cône avec graissage sous pression).

B. Alimentation du pont et méthode de mesure. Un point délicat dans la méthode du pont est son alimentation en fréquence musicale. Il ne s'agit pas en effet ici d'un pont de Wheastone normal où intervient une seule tension d'alimentation. Le fait que la feuille et la grille de la lampe à laquelle elle est connectée sont au potentiel moyen de la terre oblige à disposer de deux tensions symétriques par rapport à la terre. En principe, bien entendu, on pourrait avoir recours à une tension unique, mais en fait, cette tension, produite par le secondaire d'un transformateur, est déjà plus ou moins liée au sol par intermédiaire de la carcasse du transformateur et des blindages électrostatiques. Si on voulait fixer par rapport au sol la tension supposée unique, il faudrait disposer en parallèle avec le circuit des plateaux un autre circuit dont le point milieu serait mis à terre (pont complet). Ou bien un tel circuit aurait une impédance faible, fixerait par conséquent bien le potentiel, mais consommerait trop et serait donc sujet à des dissipations thermiques avec possibilités de variations — ou bien l'impédance serait élevée, avec influence indésirable des capacités parasites. Cette question de

variation d'impédance n'est pas illusoire, car il s'agit, par exemple, pour une tension appliquée de 2×300 v. de décelér des variations de 10^{-5} v. Il serait trés compliqué d'avoir à prendre pour le deuxième circuit du pont des précautions encore plus grandes que pour la capsule elle même puisqu'il y aurait un dégagement de chaleur dont il faudrait prévoir l'évacuation régulière. Pour cette raison, le système adopté est celui du transformateur à deux secondaires à disposition symétrique.

La symétrie parfaite des deux tensions est particulièrement importante si on fait appel à une mesure par redressement après l'étage final, ainsi qu'il a été fait dans une première série de mesures. Si, en effet, les deux tensions présentent entre elles un décalage ε, la tension recueillie sur la grille est, en notant C chaque capacité membrane-plateau, dC la variation à partir de l'équilibre et χ les capacités grille et parasite:

$$e = \frac{2E}{2C+\chi} (dC^2 + \varepsilon^2 C^2)^{\frac{1}{2}} \text{ Sin } (\omega t + \psi) \text{ avec tg } \psi = \frac{-\varepsilon C}{dC}.$$

Cet effet comporte donc des conséquences assez semblables à celles de la vibration de la feuille (éq. 39, p. 71 et fig. 41): le redressement, qui est proportionnel à l'amplitude et qui ne tient pas compte de ψ, fournit un courant qui n'est pas proportionnel à dC pour les petites valeurs. Si, par exemple, $E = 300$ v. et $\varepsilon = 10^{-5}$ rad., le minimum de e est de 3 mv. et une linéarité approximative n'est obtenu qu'à partir de 10 mv., soit 1000 fois la tension à déceler. Ajouté à la vibration possible de la feuille et à la difficulté de constituer de bons filtres en fréquence musicale afin d'éliminer la 3ième harmonique, le décalage de la tension d'un plateau par rapport à celle, de signe contraire, appliquée à l'autre, rend la mesure par redressement pleine de difficultés.

Ultérieurement nous avons mesuré la tension e à l'aide d'un voltmètre à champ magnétique alternatif et sans couple de rappel mécanique. Pourvu que l'on utlise des champs faibles, un tel instrument possède les propriétés suivantes:

Il possède les propriétés d'un filtre de bande très aigu: pour une fréquence F d'alimentation de l'inducteur, il ne dévie que lorsqu'une tension synchrone est appliquée au cadre. Si T est la période propre d'oscillation, il est équivalent au point de vue d'effet de filtre à un

circuit de surtension FT. Pour une fréquence musicale de 1000 c/s et une période d'oscillation de 3 sec., $FT = 3000$ par ex. Avec un amortissement supplémentaire (à huile) on peut élever ce facteur autant qu'il apparait désirable.

La déviation obtenue pour un courant synchrone est proportionnelle à la tension et au facteur de puissance que présente la tension aux bornes du cadre par rapport à celle alimentant l'inducteur. Si donc $V \operatorname{Sin} \omega t$ est cette dernière et si $A \operatorname{Sin} \omega t + B \operatorname{Cos} \omega t$ est appliqué au cadre, la déviation sera kA/V: l'appareil est insensible à la composante réactive.

L'application de ce voltmètre au problème présent conduit à une grande simplification. En gardant les mêmes notations que plus haut et en supposant que la vibration de la feuille se manifeste par des capacités variant de $\triangle C$, on peut noter pour les deux tensions connectées aux condensateurs C_1 et C_2:

$$E_1 = E \operatorname{Sin} \left(\omega t + \frac{\varepsilon}{2}\right) \qquad C_1 = C + \triangle C \operatorname{Sin} (2\omega t + \varphi) + dC$$

$$E_2 = E \operatorname{Sin} \left(\omega t - \frac{\varepsilon}{2}\right) \qquad C_2 = C - \triangle C \operatorname{Sin} (2\omega t + \varphi) - dC.$$

Comme ε est petit, la tension fournie à l'inducteur est bien ainsi: $E_1 - E_2 = 2E \operatorname{Sm} \omega t$. En écrivant la conservation de la charge du circuit et en ne retenant que la composante variable, il vient pour la tension grille e:

$$e \cdot \frac{2C + \chi}{E} = -2 \operatorname{Sin} \omega t \, [dC + \triangle C \operatorname{Sin} (2\omega t + \varphi)] - \varepsilon C \operatorname{Cos} \omega t.$$

En développant le produit et en supprimant le terme en $3\omega t$ qui est sans action sur le voltmètre, il reste:

$$e \cdot \frac{2C + \chi}{E} = -2dC \operatorname{Sin} \omega t - \\ - \triangle C \, (\operatorname{Cos} \omega t \operatorname{Cos} \varphi - \operatorname{Sin} \omega t \operatorname{Sin} \varphi) - \varepsilon C \operatorname{Cos} \omega t.$$

Le passage à travers l'amplificateur s'accompagne toujours de petits déphasages dus aux caractéristiques non linéaires, aux selfs, etc. La tension e_1 que reçoit le cadre est donc de la forme:

$$e \cdot \frac{A}{E} = -2dC \operatorname{Sin} (\omega t + \Phi) - \triangle C \operatorname{Cos} (\omega t + \Phi + \varphi) - \varepsilon C \operatorname{Cos} (\omega t + \Phi).$$

En développant les fonctions trigonométriques et en ne retenant que la composante active appliquée au cadre, l'angle de déviation de celui-ci sera donné finalement par, B étant une nouvelle constante:

$$\alpha B = -2\,dC\ \text{Cos}\ \Phi + \triangle C\ \text{Sin}\ (\Phi + \varphi) + \varepsilon C\ \text{Sin}\ \Phi.$$

La déviation est donc linéaire en dC et indépendante de E et de ω pour autant que ε, $\triangle C$ le sont aussi. La pratique nous a montré que l'emploi du voltmètre à champ alternatif constitue une grande amélioration sur la mesure par redressement, au point de vue de stabilité, de bruit de fond électrique et de la linéarité qui est absolue: rien n'indique sur l'instrument le passage par le point $dC = 0$, même pour des valeurs de ε qui rendraient impossible la mesure par redressement. Il n'en reste pas moins qu'il faut rendre ε aussi petit que possible, de l'ordre de grandeur de $\frac{\triangle C}{C}$ au plus, pour utiliser au mieux les parties linéaires des lampes finales. Dans le même but, la fréquence musicale doit rester bien différente de la fréquence propre de la membrane.

La tension du pont, éventuellement donc aussi utilisée pour

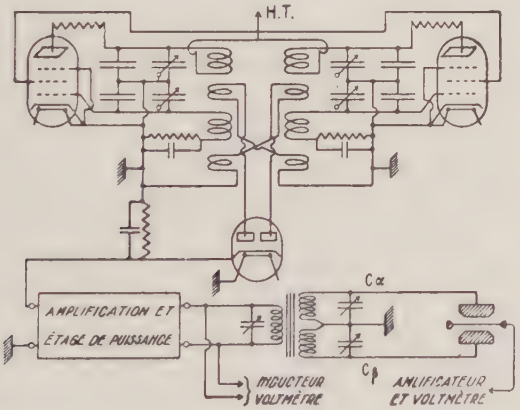


Fig. 60.

l'inducteur du voltmètre, est produite (fig. 60) au moyen d'un montage comprenant deux hétérodynes type *TPTG* d'une grande stabilité pratique. Les battements sont redressés symétriquement

par une duo-diode qui transmet la fréquence musicale obtenue à l'amplificateur suivie de l'étage de puissance. Le transformateur de sortie est établi avec beaucoup de soins: les deux secondaires sont le plus symétrique possible (disposition géométrique à gauche et à droite du plan de symétrie, même nombre de tours par couche et même épaisseurs d'isolants), blindés électrostatiquement de façon hermétique et le primaire est largement prévu pour éviter, par saturation magnétique, un excès d'harmoniques supérieurs. Malgré ces soins, les deux tensions obtenues n'étaient pas symétriques et présentaient un déphasage absolument prohibitif de près de $3 \cdot 10^{-3}$ radian. Pour y remédier, trois condensateurs variables sont disposés sur le primaire et sur les deux secondaires: sur le primaire pour atténuer le troisième harmonique provenant de l'étage de sortie et sur le secondaire pour agir sur ε.

L'utilité de deux condensateurs s'explique comme suit: il existe une infinité de couples de valeurs de C_α et C_β qui permettent d'annuler ε pour l'harmonique 1 ou pour tout autre harmonique au choix. Mais on reste alors en présence des harmoniques restants dont le troisième peut être particulièrement intense. Par suite des capacités réparties inégales des enroulements du transformateur, chaque harmonique possède un déphasage propre et un couple de tensions efficaces propre. On ne peut faire coïncider strictement les zéros de deux harmoniques en annulant en même temps leurs déphasages, car il y a ainsi 4 conditions à remplir et seulement 3 variables (dC, C_α et C_β). On peut en tous cas chercher un compromis acceptable en prenant un couple de valeurs C_α, C_β pour lequel ε du fondamental est nul et où, au zéro de celui-ci, l'intensité du troisième harmonique est très faible et pratiquement nul. Le réglage ne peut se faire que par tatonnement et doit être accompagné constamment de l'ajustage du plateau, car les modifications de C_α et C_β entraînent des variations parallèles du rapport E_1/E_2.

La légère dissymétrie du transformateur est due principalement à la variation de la section du fil de bobinage qui est très fin ici (usure de la filière: la résistance linéique d'une bobine de fil varie jusqu'à 3 % du début à la fin) et à l'impossibilité d'imprégner de façon vraiment reproductible le papier isolant séparant les couches: d'où des variations de la capacité répartie.

C. Dispositif expérimental. La partie source-occultation-inverseur rotatif pour l'instrument de mesure-blindage thermique entre source et capsule-était identique à celle du montage avec capsules simples. La capsule était vissée sur un épais cylindre en laiton contenant les deux premiers étages d'amplification, la première lampe étant cette fois ci peu sousalimentée (filament 4 v, 5 au lieu de 6 V, $I_p = 0{,}0001$ A) avec polarisation grille de 2.10^7 ohms. Cet ensemble était relié par fils souples blindés au reste du montage: 3 penthodes montées en amplificatrices avec circuit plaque antirésonnant (self à fer, condensateur au papier, fonctionnement peu satifaisant par suite de la faiblesse du coëfficient de surtension et de la facilité d'accrochage entre étages extrêmes, nécéssitant une contre-réaction). Une penthode de puissance commandait finalement l'instrument de mesure: montage à redresseur (diode avec transmission à capacité) ou voltmètre à champ alternatif (transformateur dévolteur dans le circuit plaque, éventuellement suppression du courant constant par push-pull).

Le voltmètre à champ alternatif, de construction provisoire, est constitué à partir d'un inducteur de moteur tous courants, d'un noyau central cylindrique obtenu par empilage de tôles, d'un cadre spécial avec amenées de courant sans torsion et pivots normaux, et d'un amortisseur, d'abord électromagétique (amortissement insuffisant) et plus tard à huile. L'inducteur, non prévu pour la fréquence de 900 à 1100 c/, chauffait notablement, sans dommage d'ailleurs pour la constance des indications, la perméabilité des tôles et la résistance ohmique des enroulements n'intervenant que de façon négligeable dans l'expression de la sensibilité, pourvu que la température du noyau cylindrique ne soit pas trop différente de celle de l'inducteur. Ce dernier consomme près de 5 watts, et l'étage de sortie doit être prévu en conséquence. Le meilleur montage est en push-pull avec l'inducteur directement branché en parallèle avec le primaire du transformateur alimentant en tension la capsule.

6. *Montage hétérodyne.*

Ce montage fut entrepris pour essayer de combattre trois inconvénients du montage précédent: la capsule de construction compliquée et contenant une grande quantité d'isolants tel l'ébonite — la nécéssité d'une amplification linéaire et constante — l'utilisation

d'une fréquence acoustique trop voisine des domaines de résonance mécanique possible des membranes, fréquence que la méthode de mesure (voltmètre) ne permet pas d'augmenter.

Les difficultés suivantes furent rencontrées pendant la mise au point du montage hétérodyne:

Difficulté de constituer un bon oscillateur dont la capacité variable était seulement de l'ordre de 10 cm et devait faire partie du circuit oscillant grille pour éviter l'application à la membrane d'une tension efficace inutilement grande résultant de l'insertion de cette capacité dans le circuit oscillant plaque.

Impossibilité de faire battre la fréquence obtenue avec l'harmonique premier ou second d'un autre oscillateur par suite des phénomènes de couplage parasite (entrainement de fréquence).

Difficulté de transformer correctement une différence de fréquence en courant proportionnel à la fréquence de battement, ceci par suite des harmoniques qui naissent dans l'étage redresseur H.F. L'amplificateur basse fréquence ne peut évidemment contenir aucun filtre, la fréquence étant variable.

Ces diverses questions ont conduit au montage suivant:

A. Capsule. La fig. 61 montre suffisamment explicitement la construction. On remarque l'importance du blindage et la connexion très courte vers la grille de la lampe oscillatrice. La cuvette contenant le noir de fumée facilite le montage. La capsule est excessivement compacte et de construction aisée.

B. Montage électrique. La fréquence de battement provient de deux étages oscillateurs de fréquences très différentes. La fig. 62 montre le schéma de réalisation de la partie H.F. L'étage à fréquence variable, comprenant la capacité membrane-plateau oscille sur une longueur d'onde voisine de 1^m50, ce qui constitue un compromis entre une fréquence aussi élevée que possible et la nécéssité d'avoir un étage de découplage entre l'oscillatrice et la mélangeuse, étage qui doit être apériodique et dont l'amplification diminue donc rapidement lorsque la fréquence augmente. Pour empêcher la naissance de fréquences plus élevées et indépendantes de la capacité C, provenant de la self du circuit plaque, le couplage

électromagnétique est légèrement négatif, l'entretien par la capacité grille-plaque étant déjà surabondant. Le régime, déterminé par

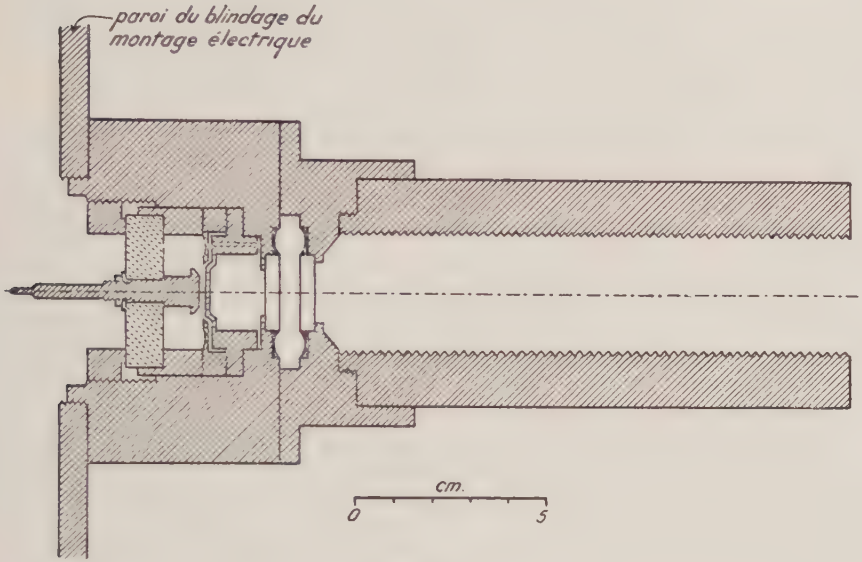


Fig. 61.

tâtonnements, est tel que les harmoniques ont une intensité négligeable. Cette condition favorise aussi la stabilité de la fréquence,

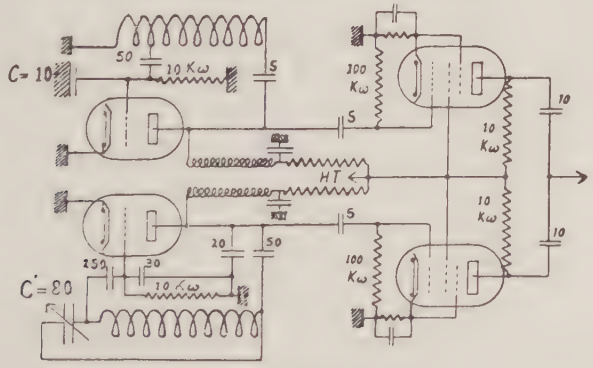


Fig. 62.

puisqu'elle revient à réaliser un couplage peu différent du couplage critique. La self de choc est très amortie (fil constantan de 0,15 mm,

spires non jointives) et la résistance de polarisation grille est strictement aselfique (non rainée). Cette résistance a été fabriquée spécialement à notre demande et provient du triage d'un lot afin de présenter d'excellents contacts et un coëfficient de température négligeable. Les capacités fixes sont en mica argenté de très bonne qualité (mica rubis).

Le second oscillateur oscille sur une fréquence réglable voisine de 12 m. La capacité d'accord de 80 cm est très soignée (fig. 63) avec plaques massives taillées dans la masse, axe sans jeu, antivibratoire, démultiplication Wireless de 225, réglage fin séparé, etc. Les mêmes précautions sont prises que pour l'étage No. 1: stabilité assurée au mieux par l'absence d'harmoniques, self de choc amortie, contacts soudés sur les plots de la lampe (4671, soudure à bas point de fusion), etc. Moyennant ces précautions, aucune trace d'accrochage ne se manifeste entre les deux étages qui peuvent être alimentés par les mêmes sources de tension.

Ces deux étages sont suivis chacun par un étage déformant à liaisons grille-plaque et plaque-mélangeuse à capacité-résistance donnant naissance à de nombreux harmoniques. L'amplification de cet étage est bien inférieur à 1, et après redressement (étage 5) il faut opérer une forte amplification basse fréquence (trois étages push-pull à penthodes EF6) pour rendre utilisables les battements.

La fig. 64 montre la forme très commode d'ondemètre qui a été utilisé pour la mise au point: afin de couvrir une grande gamme de longueurs d'onde, un variomètre et une capacité variable coaxiale de faible encombrement portant à sa base un redresseur à cristal, forment un circuit oscillant très compact que l'on peut approcher de très près des circuits, permettant ainsi la localisation d'oscillations parasites ou non. Les deux éléments variables couplés couvrent une gamme de facteur 3. L'élément variométrique est interchangeable par broches.

La richesse extraordinaire en harmoniques donnée par les étages déformants 3 et 4 se voit sur la fig. 65. Ce graphique donne, pour une valeur fixe de C, toutes les positions de la capacité C' où l'on observe des battements. L'épaisseur des traits est proportionnée à l'intensité estimée, leur hauteur correspond àu rang N_1 de l'harmonique du circuit de C qui rentre en battement avec l'harmonique N_2 du circuit contenant C'. Les abscisses sont graduées en divisions

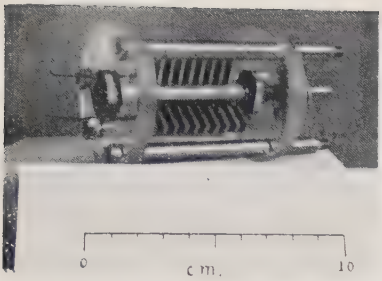


Fig. 63.

Fig. 64.

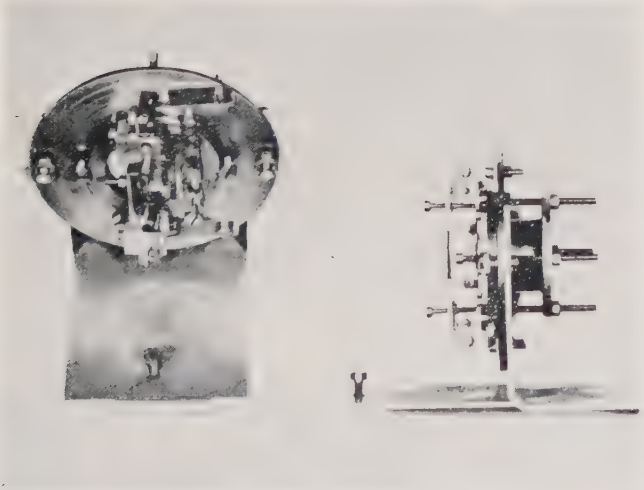


Fig. 68.

de C' et en inverses de la fréquence de ce circuit, puisque N_1/N_2 est proportionnel à $1/F$. On observe jusqu'au 50ième harmonique du fondamental de l'étage 2: l'étage déformant à capacité-résistance est un excellent multiplicateur de fréquence, d'autant meilleur que la constante de temps (ici $5 \cdot 10^{-8}$ sec.) est plus petite, et qu'une plus grande partie de la caractéristique est utilisée.

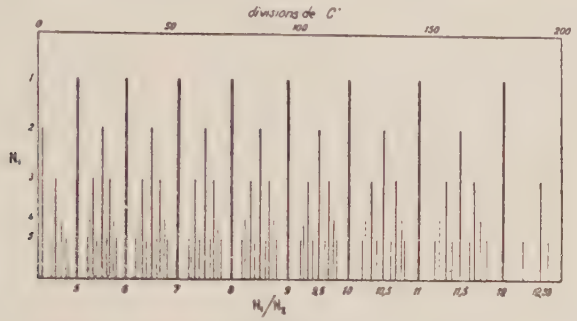


Fig. 65.

C. Méthode de mesure. Le caractère peu utilisable des battements audibles pour leur report à un instrument de mesure nécessite une méthode de compensation où la hauteur du son est ramené à sa valeur initiale par un moyen agissant, soit sur la capacité C', soit sur le flux lumineux entrant dans la capsule. Nous nous sommes arrêtés à la seconde solution qui permet de faire des mesures en valeur absolue du flux de radiations, indépendamment de toute cause électrique ou extérieure de perturbations. La fig. 66 montre la solution qui est apparue provisoirement comme la meilleure:

Un miroir renvoie périodiquement sur la capsule le rayonnement d'une source variable étalonnée en occultant par là même de flux soumis à la mesure. La fréquence de battement reste constante lorsque les deux flux ont même intensité. Cette fréquence est ramenée dans un domaine audible par un condensateur d'appoint parallèle à C' et à commande électromagnétique à distance. Grâce à un étalonnage préliminaire, le courant continu actionnant ce mécanisme peut aussi servir à caractériser l'intensité cherchée. Le miroir est rotatif et a la forme d'une hélice avec deux pales couvrant chacun un angle droit. Cette hélice tourne dans un carter fermé auquel aboutissent les tubes métalliques blindant les trajets lumineux.

Ce genre de mesure doit se faire alternativement avec et sans source inconnue, car les différences de température inévitables entre les deux tubes donnent, en absence de la source inconnue, un effet de fond variable avec le temps et dépendant de la constante de

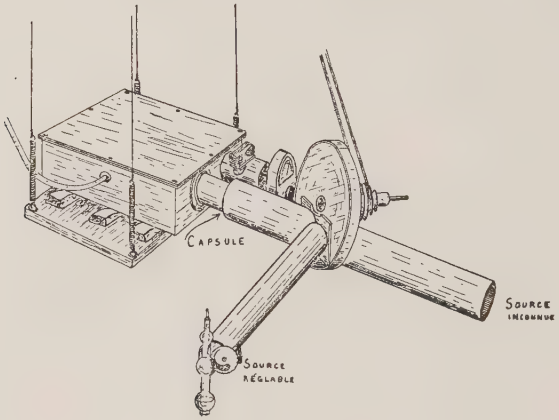


Fig. 66.

temps thermique de ces tubes. Joint aux dérives non moins évitables des étages oscillateurs, on observe ainsi une dérive globale continuelle de la fréquence. Après un temps de marche suffisant, cette dérive arrive heureusement à être assez régulière. Sur le montage complet, les contributions respectives sont difficiles à établir.

Un détecteur non linéaire s'obtient en transformant les battements en chocs brefs au moyen d'étages déformants (polarisation grille par self, chocs saturant la lampe de manière à assurer un amortissement rapide de l'impulsion). Une lampe finale donne alors un courant proportionnel au nombre de chocs. L'axe des miroirs tournants porte à cet effet un inverseur tournant qui oppose les courants avec et sans source, comme dans le montage direct.

La non linéarité de ce système provient de ce que la fréquence fondamentale de battement est accompagnée d'harmoniques d'intensité variable suivant la hauteur du son. La transformation du son en chocs brefs implique un étage de commande à chocs saturés positifs avec une polarisation négative élevée bloquant la lampe au repos. D'après l'intensité des harmoniques ceux-ci donnent ou ne donnent pas de chocs. Globalement, la fréquence des chocs est donc

supérieure, mais non proportionnelle, à la fréquence de battement. C'est surtout l'amplificateur basse fréquence qui est responsable de ces défauts: les harmoniques supérieurs sont très nombreux, comme on l'a vu sur la fig. 65, et quelque soit l'amplification effectuée, on trouvera toujours des harmoniques qui se trouvent, soit à la limite de ceux qui peuvent encore donner des chocs saturés, soit à la limite à partir de laquelle le bruit de fond et les perturbations commencent aussi à fournir des chocs. Dans le sens contraire, une amplification faible procurera dans un certain domaine des chocs provenant seulement du fondamental, mais ce domaine est étroit, car, avant d'être saturants, l'amplitude des chocs est une fonction de la fréquence. Pour une fréquence basse, en particulier, seuls les harmoniques donneront des chocs malgré l'intensité prépondérante du fondamental.

Quoique ayant l'inconvénient d'être non automatique, la méthode de comparaison des hauteurs de son à l'oreille est bien plus sensible. L'oreille a une aptitude marquée à corriger certains défauts expérimentaux, à „pêcher" par exemple un son dans un bruit de fond et à tenir compte sans effort d'une dérive lente suffisamment régulière. Aucun appareil de mesure n'arrive à remplacer de façon complète le pouvoir de compréhension et de coordination de l'oreille.

Le montage hétérodyne, au contraire de ceux direct et en pont, a besoin d'être mis en marche quelques heures avant son emploi afin que les dérives de fréquence se stabilisent, c'est à dire afin que les fréquence aient une variation aussi linéaire que possible dans le temps. La constance absolue des fréquences n'est pas une nécéssité, d'autant plus qu'il est toujours possible de compenser une dérive régulière en agissant linéairement sur un organe quelconque. Ainsi par exemple, une fraction de la tension plaque de l'oscillateur de référence peut être prélevée sur un potentiomètre soigné dont l'axe tourne au moyen d'un moteur d'horloge électrique, la tension aux bornes étant réglée pour compenser au mieux la dérive.

7. *Etalonnages divers en vue des essais.*

A. Source de radiations. Il est important de connaitre la quantité de chaleur qui entre réellement dans la capsule, défalcation faite des pertes diverses: écart entre le rayonnement vrai

et celui d'un corps noir, absorption des fenêtres, réflexions sur les 4 faces air-sel.

1. *Coëfficient d'émission.* La source de radiations a déjà été figurée p. 108 et se compose en principe d'une surface noircie à la flamme de benzène et maintenue à 100° au moyen de vapeur d'eau. Ce n'est certes pas là la construction la plus logique, mais c'est cette source qui avait servi dès le début des recherches, alors que la précision exigée n'était pas très grande, et elle a été conservée pour des raisons de commodité. Le coëfficient d'émission a été déterminé en comparant l'émission de cette surface avec l'émission donnée par une cavité métallique noircie (cylindre épais de grand diamètre intérieur, fermé par deux flasques épais dont l'un comporte une ouverture pour la sortie du rayonnement. Le chauffage est électrique, un thermomètre avec contact par intermédiaire de mercure donne la température). Le coëfficient ainsi trouvé est $k = 0{,}7$.

2. *Absorption et réflexion par les fenêtres.* L'absorption ne peut être établie directement et a été calculée. Le spectre d'émission est en effet continu et le rayonnement subit un effet de filtration par passage à travers des fenêtres successives. On ne peut donc se servir de la capsule déjà pourvue d'une fenêtre de sel pour observer l'absorption d'une autre supplémentaire.

Le coëfficient de transmission a été déterminé graphiquement (fig. 67) en se servant de la distribution spectrale donnée par la formule de Planck: $I_\lambda = c_1 \lambda^{-5} (e^{\frac{c}{\lambda T}} - 1)^{-1}$ où $c = 14.300$ et en utilisant pour l'intensité totale la formule habituelle de Stefan. La courbe I donne ainsi la distribution spectrale du rayonnement du corps noir à 373° K, la courbe II la fraction transmise à travers les deux fenêtres de sel (épaisseur 8 mm.), non tenu compte de la réflexion, la courbe III la fraction réellement transmise qui fait intervenir 4 surfaces de séparation ainsi que les défaute de ces surfaces (déterminée en notant la différence de l'intensité transmise par un lot de fenêtres pareilles à celles utilisées et une fenêtre de qualité très belle gardée comme référence. On se place aussi près que possible de la capsule).

Vu depuis l'intérieur de la capsule, donc compte tenu des

divers facteurs de réduction, la brillance de la source est ainsi de $3{,}44 \cdot 10^{-2}$ W/cm² pour $T_0 = 16°$ C.

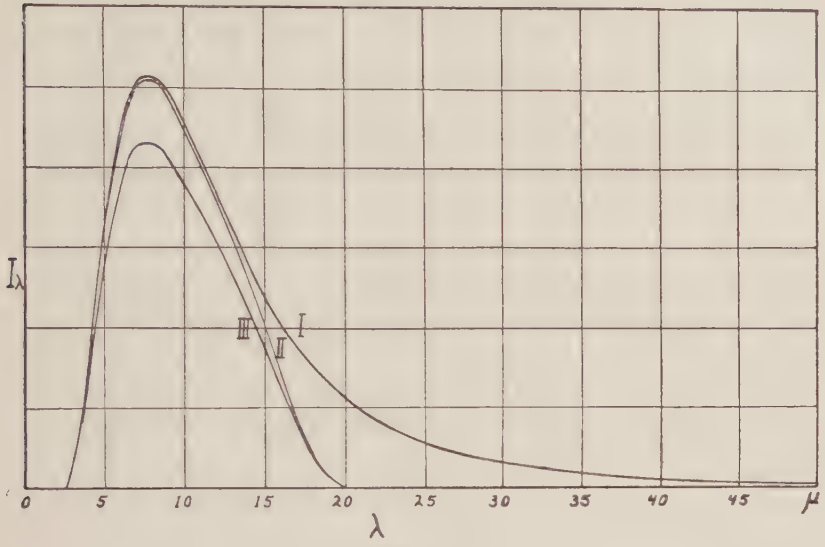


Fig. 67.

B. Constante de temps thermique. L'utilité qu'il y a à connaitre la constante C^T a été montrée précédemment, tant pour la prévision de la sensibilité que l'on peut atteindre que pour les caractéristiques des étages amplificateurs. Les calculs indiqués p. 48 concernant cette constante n'ont trait qu'à un nombre limité de formes et de remplissages, par suite de la complexité des calculs relatifs à des formes moins géométriques. Dans ces derniers cas, une vérification directe de la dynamique de la capsule éclairée par un flux modulé de radiations permet de se rendre compte du degré d'approximation des calculs.

1. *Capsule réduite.* Uune telle vérification ne peut se faire avec la capsule elle-même: le montage électrique, quel qu'il soit, ne peut qu'amener des déformations de la courbe désirée, car les constantes de temps électriques ne peuvent être infinies ni la linéarité absolue. Pour éviter de telles erreurs, le comportement dynamique de la capsule a été étudié sur un modèle simplifié, reproduisant exactement la forme, mais où la dilatation du gaz est enrégistrée photographi-

quement, la membrane attaquant directement un miroir oscillographique. Ainsi on n'a pas à craindre les modifications inévitables qu'imposent la transformation d'un mouvement en grandeur électrique. Bien entendu, un tel modèle ne possède qu'une très faible sensibilité et on est obligé d'employer une source de radiations très intense pour obtenir des élongations suffisantes du spot.

Le modèle utilisé (fig. 68) se compose: d'une pièce portant un diaphragme élastique (lame de verre de 0,1 mm) transmettant au centre ses déformations à un miroir de Poggendorf — d'une rondelle portant la fenêtre — d'une pièce amovible intermédiaire, mise en place par simple serrage, et de même forme que la capsule à étudier. Cette pièce intermédiaire est pourvue d'une fuite réglable vers l'extérieur afin d'en déterminer la meilleure valeur à adopter sur la capsule définitive.

2. *Vérification.* La fig. 69 montre un type d'enrégistrement

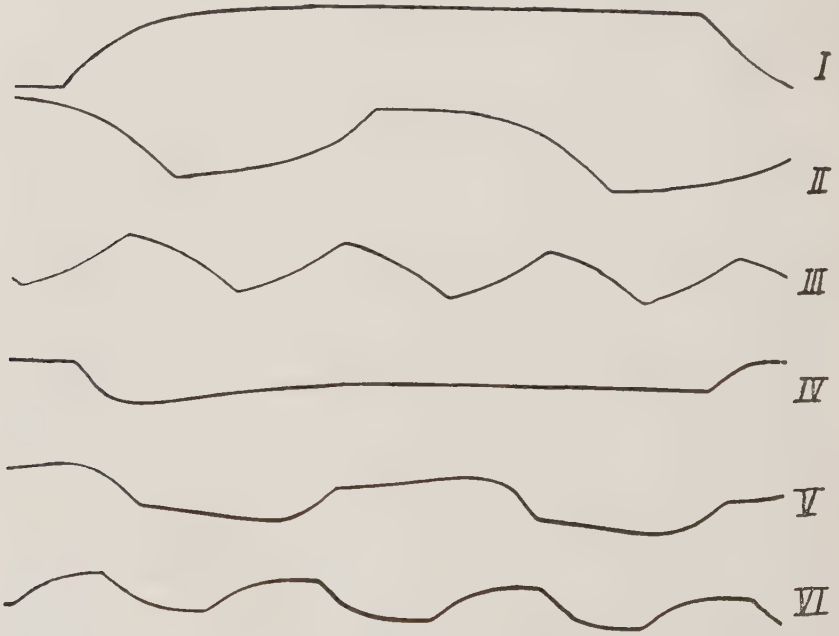


Fig. 69.

destiné à vérifier les évaluations faites par le calcul relativement à la capsule qui était montée, pour la mesure, avec un hétérodyne.

L'enregistrement I correspond à $\tau = 5$ sec (pratiquement $\tau = \infty$), II et III respectivement à 1,7 et 0,8 sec, tous les trois avec capsule hermétique. Dans les enrégistrement IV, V et VI, une fuite donnée est étable avec l'extérieur. Une telle fuite augmente beaucoup la stabilité de l'appareil définitif par rapport aux dérives lentes de température, mais diminue la sensibilité tout en laissant intact le bruit de fond. La diminution de sensibilté se déduit du rapport des surfaces engendrées par les courbes correspondantes (I et VI, par ex.) et l'axe de déviation nulle du spot.

L'examen des courbes montre que celles-ci ne sont exponentielles qu'approximativement. Ainsi, la courbe I représentée en coordonnées semi-logarthmiques (fig. 70, A) a une pente variant lentement. La constante de temps que l'on déduit de A est figurée en B. La valeur

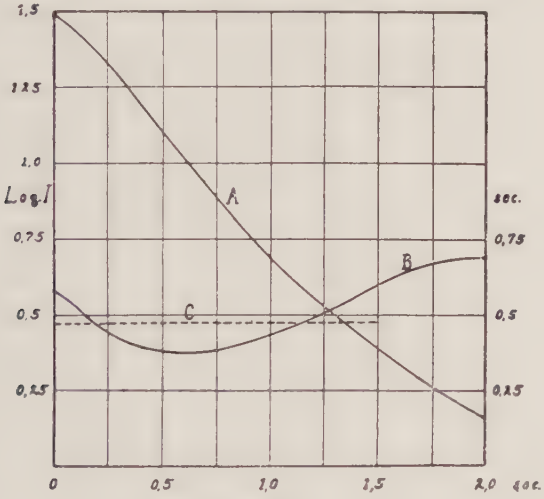


Fig. 70.

moyenne adoptée correspond à la droite C et est pondérée, c. à d. que chaque point de la courbe *B* est pris avec une importance proportionnelle à l'amplitude de la courbe I. Ainsi définie, on a donc:

$$\text{constante de temps moyenne} = \int_0^\infty \left(\frac{d \cdot I^{-1}}{dt} \right)^{-1} dt \left[\int_0^\infty I \, dt \right]^{-1}.$$

En analysant les courbes obtenues pour différentes valeurs de la

période d'occultation, on observe que la constante moyenne est variable suivant cette période:

période d'occ.	infinie	2,3	1,7	1,1	0,8
const. moyenne	0,47	0,56	0,59	0,63	0,66

En se reportant maintenant à l'exemple calculé p. 73 où la valeur de la période d'occultation est $\tau = \pi C^T$ et en se servant des deux courbes, l'une pour la marche vraie de la capsule et l'autre égale à $e^{-\tau/C^T}$, on voit que dans le cas présent la constante moyenne doit être corrigée pour pouvoir être assimilée à la constante C^T qui est définie par le rapport: quantité de chaleur à „saturation"/flux d'énergie incident.

On trouve ainsi: $C^T = 0{,}4$-sec.

3. *Calcul approché.* Une forme réelle de la capsule est généralement impossible à calculer, celle-ci s'écartant trop d'une forme simple pour des raisons expérimentales. On essaie alors „d'encadrer" la forme réelle au moyen de formes approchées et calculables. Comme exemple, on peut encore prendre la même capsule (figurée en 61). Les diverses approximations possibles sont alors:

a. Sans tenir compte des pertes par rayonnement:

Par excès:	Capsule sphérique de même surface	0,71
	Capsule sphérique de même volume	0,65
Par défaut:	Capsule plan-parallèle avec correction pour les pertes par les côtés latéraux	0,43

Valeur admise: 0,5 à 0,55.

b. Correction pour les pertes par rayonnement.

On évalue ces pertes en se rappelant que deux plans noirs distants de 4,2 mm échangent autant de chaleur par rayonnement que par conductibilité sans convection. La fenêtre de sel peut être considéré comme un corps noir, les parties métallisées ou métalliques comme réfléchissant de 80 à 90 % du rayonnement. On trouve ainsi que les pertes de chaleur sont multipliées par un facteur 2 dans un angle solide allant de $^1/_4$ à $^1/_3$ de l'angle solide total. Les limites vraisemblables pour la constante thermique sont alors $C^T = 0{,}37$ à 0,44, valeurs extrêmes encadrant convenablement la valeur 0,4 trouvée expérimentalement.

Cet exemple laisse supposer que les calculs, quoiqu'approchés, permettent de prévoir suffisamment le comportement d'une capsule en projet.

C. Membrane. Avant montage, la tension de la membrane est mesurée par le dispositif de la fig. 50. Après montage, on peut utiliser l'équation 36, p. 66, le collage avec mise sous tension du plateau étant décelé par un voltmètre eléctrostatique sensible shunté par une résistance élevée (10^8 ohms). Les valeurs de **T** que l'on trouve ainsi sont concordantes lorsque l'intervalle d'air e est supérieur à 0,04 mm. En dessous de cette valeur, les collages deviennent peu réguliers, indiquant une influence grandissante des imperfections de la membrane.

A titre d'exemple, on trouve au cours du temps, pour la capsule examinée ($e = 0{,}055$ mm):

	Avant metallisation	Après metallisation	Après montage	1 jour	1 semaine	plusieurs mois
T =	28.000	17.000	18.500	18.000	16.000	15.200

Plus une feuille est mince, plus elle évolue dans le temps.

8. *Evaluation de la sensibilité limite d'une capsule réelle.*

En se reportant aux calculs qui ont fourni la limite théorique $Q_{min} = 1{,}3 \cdot 10^{-9}\, s^{1/4}\, \theta^{-\frac{1}{4}}$ watt (p. 29, calcul de ε), on voit que, pour trouver la quantité correspondante dans le cas réel, on doit appliquer plusieurs corrections dues au fait que les conditions limites supposées alors ne sont pas remplies. Ces corrections se rapportent aux points suivants:

1. Généralement, et surtout pour les premières capsules, la tension dynamique de la membrane est mal adaptée et est différente de la valeur idéale, définie par $k = \dfrac{8\,\mathbf{T}}{\pi r^4}$ et corrigée du champ électrostatique (Chap. 14, p. 90), ce qui donne, en supposant une constante de temps électrique ayant l'ordre de grandeur de la constante de temps thermique:

$$\mathbf{T} \simeq \frac{\pi}{8} \frac{\gamma p r^4}{V} \left(1 + \tfrac{1}{2} \frac{\chi E^2}{C E_{max}^2}\right).$$

2. Le volume de la capsule, ainsi que sa forme, s'éloignent pour des raisons expérimentales de ce qui avait été admis pour le calcul de Q_{min}. Cette correction est généralement faible, les dimensions ne jouant pas un rôle critique sauf en ce qui concerne les capsules plattes.

3. La capacité thermique de l'absorbant est loin d'être négligeable et l'absorbant ne collabore pas à la dilatation.

4. Pour les montages en pont et direct, la tension électrique appliquée à la membrane est, par mesure de prudence, bien inférieure à celle, maximum, qui amène le collage (p. 63).

5. D'après le Chap. 7 (p. 48), la constante C^T est plus petite que la constante de temps dynamique approchée.

6. Il y a une diminution de sensibilité due d'une part à la nécéssité de ne pas rendre la capsule étanche et d'autre part à la constante de temps électrique qui ne doit pas être trop grande. Dans les deux cas on vise à diminuer la sensibilité aux dérives lentes.

Toutes ces corrections conduisent à l'expression approximative suivante de la sensibilité limite:

$$Q_{min} \cong 0{,}78 \cdot 10^{-9} \left[\left(\frac{T_1}{T} \right)^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{T}{T_1} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \left(\frac{V_1 C^T}{V C_1^T} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + a^2 \frac{E_{max}^2}{E^2} \right)^{\frac{1}{2}} R^{\frac{1}{2}} S^{\frac{1}{2}} \theta^{-\frac{1}{2}} \text{ watt}$$

dans laquelle V_1, C_1 se rapportent à la capsule idéale calculée d'après les dimensions imposées de la fenêtre, T_1 étant la tension dynamique optimum de la membrane dans la capsule réelle, V, C^T, T, E, se rapportant à la capsule réelle et où enfin R est le facteur de réduction dû à la non-étanchéïté et à la constante électrique.

9. *Résultats numériques.*

Ces résultats sont résumés dans le tableau qui suit (p. 131), les différentes grandeurs étant mesurées ou calculées suivant les procédés indiqués dans les chapitres précédents.

10. *Conclusions.*

Comparativement aux instruments récepteurs examinés dans la

N°. 1.	N°. 2.	N°. 3.	N°. 4.	N°. 5.	Remarques comparatives.	N° de capsule.
Plate, circulaire, avec un plateau.	Plate, section circulaire, avec un plateau	Plate, assez profonde, section circulaire, un plateau.	Forme sphérique avec plateaux disposés symétriquement par rapport à la membrane.	Forme cylindrique profonde, un plateau, capacité parasite faible.	La forme sphérique n'est pas une nécéssité, mais il faut que diamètre et profondeur soient du même ordre de grandeur.	Type de capsule
0,157 cm^3	1,3 cm^3	2,3 cm^3.	3,2 cm^3.	3,7 cm^3.	Par suite de la présence de l'absorbant dont la densité moyenne diminue quand le volume de la capsule augmente, le volume le plus favorable est plus grand que celui ($V = 1{,}81$ s.) utilisé pour le calcul de la limité théorique (Ière partie).	Volume.
diamètre 1 cm., épaisseur 0,2 cm.	diamètre 2 cm profondeur 0,4 cm	diamètre 2 cm., profondeur 0,7 cm.	diamètre 1,8 cm. Espace séparé contenant la membrane.	diamètre 2 cm, profondeur 1,4 cm. Fuite ajustable entre capsule et arrière.		Dimensions.
noir de fumée remplissant tout l'espace entre la fenêtre et la membrane.	noir de fumée déposé sur le fond, épaisseur à peu près 0,2 cm	noir de fumée déposé sur le fond, épaisseur 3 à 4 mm.	noir de fumée maintenu au centre entre deux membranes de couleur d'interférence bleu noir.	Noir de fumée fixé sur une pellicule fixée à mi-hauteur de la capsule.		Absorbant
Feuille d'électroscope rendue étanche par trempage dans l'acétate de cellulose	acétate de cellulose métallisé	acétate de cellulose métallisé	collodion métallisé	collodion métallisé.	Le collodion est plus résistant à la métallisation et + stable que l'acét. de cel.	Type de membrane
(réglable) $\not=$ 0,1 mm.	à peu près 0,2 mm.	0,1 mm	0,07 mm.	0,055 mm.	Intervalle d'air toujours le + faible poss.	Intervalle membrane-plateau.
100 à 180 volts	300 volts.	150 colts	2 × 300 volts, 1000 c/s	10 à 20 v., 100 à 150 mégacycles/s.		Tension électrique.
quartz de 2 mm.	quartz 2 mm ou sel 4 mm.	quartz de 2 mm.	4 mm + 4 mm de NaCl	4 mm + 4 mm NaCl.	Deux fenêtres successives indispensable.	Fenêtre
0,8 cm^2	1 cm^2.	1 cm^2.	0,9 cm^2.	1 cm^2.		Surface fenêtre.
$\not=$10.000 dynes (d'après tension E max)	inférieur à 10,000 dynes.	12,000 dynes	10,000 à 15,000 dynes.	15.000 dynes.	La tension **T** n'est pas très critique, un écart de 50 % entre **T** et $\mathbf{T}_1$ ne change que peu la limite Q_{min} (2 %).	**T** tension dynamique menbrane
250000 dynes	35,000 dynes.	20,000 dynes	15,000 dynes.	14.000 dynes.		$\mathbf{T}_1$ tensien calculée la + faborable.
Amplificateur à constante de temps 0,2 sec.	Amplificateur à constante de temps de 1 sec. sauf premier étage d'à peu près 0,2 sec. (polarisation 10,000 mégohms).	1) Amplification directe 2) Essai de montage en pont avec seconde capacité séparée.	Pont en fréquence musicale dont deux branches sont les enroulements secondaires du transformateur.	Montage hétérodyne à battements.	Le pont à fréquence musicale est préférable de loin, s'il est associé à la mesure par voltmètre à E alternatif. Pour des mesures moins sensibles, et moins exactes, l'amplification directe avec instrument oscillant synchrone de l'occultation est bien plus simple.	Montage électrique.
1) Mesure du type balistique. 2) Opposition par commutateur solidaire de l'occultateur, puis redressement. 3) Instrument non amorti de même période que celle de l'occultation.	Instrument non amorti de même période que celle de l'occultation.	1) Instrument non amorti comme pour la capsule N°. 2. 2) Amplification en fréqence acoustique suivie de redressement.	1) Amplification, redressement et opposition par commutation. 2) Amplification, commutation synchrone et mesure par voltmètre à H alternatif synchrone avec la fréquence du pont.	1) Essai de mesure de fréquence par étage déformant et redressement. 2) Comparaison des fréquences de battement à l'oreille et compensation par flux de chaleur auxiliaire.		Méthode de mesure.
0,024 à 0,03 sec.	0,1 sec.	0,2 sec.	0,35 sec.	0,4 sec. à peu près.		Constante c^T calculée.
	0,08 sec. pour $\tau = c$.	0,3 sec. (noir de fumée probablement trop dense)		0,4 sec. (voir p. 126).		Constante c^T mesurée avec la capsule réduite.
$10^{-8}\ \theta^{-1/2}$ watts.	3 à 4 . $10^{-9}\ \theta^{-1/2}$ watts.	2,5 . $10^{-9}\ \theta^{-1/2}$ watts.	2,2 . $10^{-9}\ \theta^{-1/2}$ watts.	2,2 . $10^{-9}\ \theta^{-1/2}$ watts.	Avec les fenêtres de NaCl, il y a un niveau de perturbations dû au rayonnement parasite de tous les objets environnants qu'il est presque impossible de supprimer. Il faudrait, pour les éliminer, blinder le trajet des radiations avec des tubes en cuivre rouge d'une épaisseur prohibitive à l'époque actuelle.	Q min calculé pour les conditions réelles, pour le bruit de fond mécanique seul.
4 . $10^{-8}\ \theta^{-1/2}$ watts.	3 . $10^{-8}\ \theta^{-1/2}$ watts.	$10^{-8}\ \theta^{-1/2}$ watts.	2,2 à 2,5 . $10^{-9}\ \theta^{-1/2}$ watts.			Q min calculé y compris le bruit de fond du montage électrique.
$10^{-7}\ \theta^{-1/2}$ w. (1/ et 2/ avec $\theta = 0{,}25$ sec.) $10^{-7}\ \theta^{-1/2}$ w. (3/ avec $\theta = 1$ sec.)	8 . $10^{-8}\ \theta^{-1/2}$ watts ($\theta = 2$ sec).	4 à 5 . $10^{-8}\ \theta^{-1/2}$ watts ($\theta = 4$ sec.).	Méthode 2 avec filtre quartz: 4 . $10^{-9}\ \theta$ w. avec linéarité parfaite. Sinon: 7 . $10^{-9}\ \theta^{-1/2}$ w. et non linéaire.	1,6 . $10^{-8}\ \theta^{-1/2}$ w. (méthode 2, $\theta \not= 1$ sec.).		Q min observé.
En moyenne, 0,8 cm de laiton avec cône vers l'avant.	0,5 cm laiton. Les abords de la fenêtre sont mal protégés.	Même blindage que N°. 2.	1,8 cm laiton avec coton de verre.	3 cm. laiton avec ou sans mousse d'ébonite.	L'épaisseur absolue du blindage n'interpas, mais seulement sa constante de temps qui doit être au moins de 30 minutes.	Blindage thermique latéral de la capsule.
Par suite de la rapidité, peu de précautions quant à l'isolement thermique. Celles prises paraissent néamoins insuffisantes. Notez que les capsules pourvues de fenêtres de quartz sont toujours plus stables que celles à fenêtre de sel, car elles sont insensibles aux perturbations infra-rouges des objets situés dans l'angle de vision de l'absorbant. L'écart entre **T** et $\mathbf{T}_1$ est ici excessif.	L'intervalle d'air e est trop grand: la tension de collage calculée pour $\mathbf{T}_1$ est de 2200 volts. Par suite, le bruit de fond électrique est si prépondérant qu'apparemment la capsule est peu sensible aux perturbations, du moins avec fenêtre de quartz. Les perturbations électriques réelles semblent excéder celles estimées.	La sensibilité plus grande jointe au volume plus grand et à la constante de temps plus grande que précédemment fait apparaitre une sensibilité gênante aux perturbations (pressions et températures), ce qui est dû à la construction trop légère et à l'absence de seconde fenêtre. Vers l'arrière aussi, l'isolant est trop mince, probablement trop fléxible.	La sensibilité limite indiquée n'est at teinte, matgré l'epaisseur des parois (comparer fig. 54 et 59) qu'en isolant thermiquement par mousse d'ébonite et coton de verre la capsule et les blindages tubulaires du trajet lumineux ain si que le premier étage amplificateur. La suspension antivibratoire est très soignée et les mesures sont faites lorsque la température de la pièce est assez stable (matin tôt).	D'après l'expérience acquise avec la capsule 4, la mauvaise sensibilité limite est due au montage électrique. La dérive lente de fréquence étant compensée, il subsiste des petits saute de fréquence de 50 à 100 c/s, semblant provenir des éléments intérieurs de la lampe oscillatrice (lampe „gland"). Pour une fréquence de battement très faible (par ex. 10 c/s), pour autant qu'elle se maintient constante durant un moment, il se manifeste un léger entrainement de fréquence.	L'ensemble capsule-amplificateur doit être monté de façon antivibratoire. Pour les capsules 1, 2, 3 un montage sur chambre à air d'auto suffit. Les types 4 et 5 demandent une suspension antivibratoire plus efficace (longueur 1 m à 1,50 m, partiellement ou entièrement en caoutchouc).	Remarques.

1ère Partie, la capsule à dilatation possède des avantages et des inconvénients. Les avantages nous paraissent être les suivants:

1. Au point de vue de constitution, la capsule ne comporte pas les difficultés techniques que l'on peut rencontrer auprès des autres appareils (micro-soudures, fils très fins à la Wollaston, suspensions délicates, travail sur des fibres de quartz, etc.). Par là même, la capsule est moins fragile et plus transportable.

2. Sans atteindre une constante de temps prohibitive, elle s'adapte bien aux flux de grande section, aux mesures d'émission, de réflexion, de diffusion et d'absorption par de grandes surfaces.

3. Par sa forme même (cavité) et par la quantité élevée d'absorbant utilisée, on peut constituer une capsule de façon à lui donner une sensibilité constante dans un domaine spectral particulièrement large. Comme pour tout autre instrument, la constitution de la fenêtre impose évidemment des limites spectrales inévitables.

4. Le tableau précédent montre que le montage en pont à fréquence musicale avec instrument de mesure à champ synchrone est le plus indiqué. La stabilité serait certainement augmentée si les mauvais isolants, tel l'ébonite étaient remplacés par des isolants plus modernes comme la stéatite, ce qui permettrait d'augmenter la fréquence du pont et de se placer plus loin du domaine des fréquences propres de la membrane.

En regard des ces avantages, il faut noter cependant que:

1. L'appareil s'adapte mal aux flux de faible section, lignes spectrales par exemple, pour la mesure desquels un bolomètre à ruban étroit montre une supériorité nette. Il en sera de même chaque fois où un rayonnement, issu d'une source presque ponctuelle, est susceptible d'être concentré optiquement sur une faible surface.

2. Par l'existence d'une membrane formant capacité, la capsule est plus sensible aux vibrations que les instruments de réception qui ne comportent pas de suspension, pour autant que l'amplification des courants donnés par ces derniers s'effectue par des lampes à électrodes.

L'obtention d'une sensibilité limite se rapprochant de celle théorique offre les mêmes difficultés que partout ailleurs et exige une protection thermique efficace ainsi qu'une suspension antivibratoire

soignée. La fig. 71 montre à titre d'exemple l'ensemble capsule — hétérodyne avec comparaison des flux de mesure et de référence, les calorifigeages n'étant pas installés.

3. Pour des mesures où la sensibilité n'est pas poussée très loin, l'appareillage électrique est plus compliqué que le simple galvanomètre intervenant dans les autres méthodes. Dans ce cas cependant, un montage très simple s'obtient en couplant la capsule à un électromètre de faible capacité avec polarisation par une résistance élevée. Il convient alors d'adapter les caractéristiques de la membrane et du plateau à cet instrument particulier, tout comme on adapte l'un à l'autre un galvanomètre et un couple, par exemple.

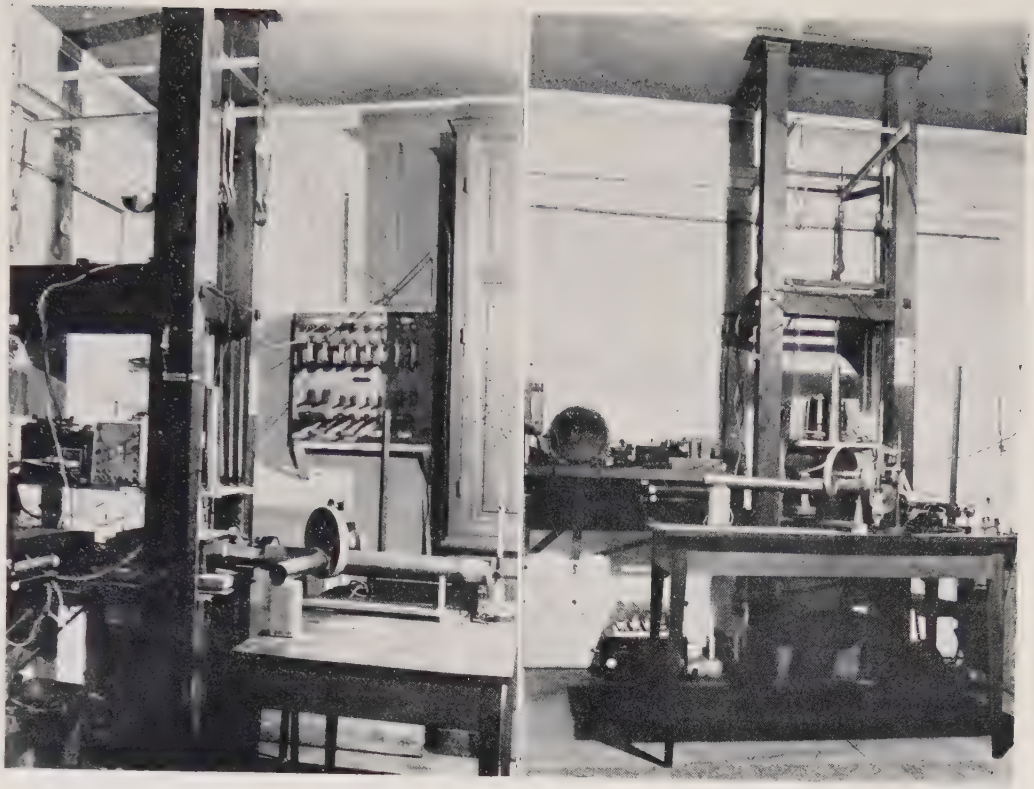


Fig. 71.

RESUME.

Le présent travail est consacré à l'étude de la dilatométrie d'un gaz en vue de son application à la mesure des radiations non-susceptibles de donner un effet sélectif, c'est à dire principalement du rayonnement infra-rouge.

La première partie traite de l'étude des possibilités théoriques qu'offrent les récepteurs divers actuellement en usage. Le minimum d'énergie perceptible est assez peu différent d'un instrument à l'autre, et suivant l'ordre croissant de ces minima, ils se classent comme suit: Bolomètre — Couple thermoélectrique — Capsule à dilatation d'un gaz — radiomètre.

Dans la deuxième partie est examinée en détail le mécanisme d'une capsule à gaz qui est soumise à un rayonnement d'intensité modulée, ainsi que l'influence des divers facteurs dimensionnels qui peuvent intervenir dans la constitution de l'instrument. La limite extrême de perception est re-calculée en fonction de la méthode électrique qui est adoptée pour rendre perceptible les dilatations du gaz.

La troisième partie expose l'ensemble des essais effectués sur plusieurs modèles d'étude, au moyen de diverses méthodes électriques.

Cette partie contient des vérifications directes concernant les calculs faits plus haut, ainsi que l'évaluation des perturbations d'origine non théorique qui peuvent se présenter.

Ces recherches ont été effectuées au Laboratoire Curie de l'Institut du Radium à Paris. J'adresse l'expression de ma profonde reconnaissance à Monsieur Debierne, Directeur du laboratoire, et à Madame Joliot–Curie, pour l'accueil qu'ils m'ont réservé au laboratoire et pour les moyens qu'ils ont bien voulu mettre à ma disposition.

TABLE DES MATIERES

Page

I. INTRODUCTION 2
1. Energie radiante 2
2. Rendement et sensibilité des appareils non sélectifs . . . 4
A. Appareils à transformation chaleur-énergie . . . 5
B. Bolomètre 7
C. Couple thermo-électrique 15
D. Radiomètre 18
E. Dilatation d'un gaz 24
F. Instruments divers 29
G. Conclusion des sensibilités limites 32
1. Rendement 32
2. Pertes thermiques et isolement 34
3. Angle solide de réception 36

II. MECANISME DE LA CAPSULE A DILATATION 39
1. Montages électriques utilisés 40
2. Définition de la sensibilité 43
3. Sensibilité à une variation de capacité 44
4. Déformation de la feuille par une pression 45
5. Variation de la capacité par une déformation 45
6. Influence de la dimension du plateau 46
7. Calcul thermodynamique de la dilatation 47
8. Constante de temps thermique 48
A. Capsule spherique entierement remplie 49
B. Capsule non entièrement remplie 52
C. Capsule sphérique avec grande fenêtre 53
D. Capsule plate 55
E. Capsule avec feuille absorbante 57
F. Conclusions 57
9. Expression complète de la sensibilité 58
10. Attraction électrostatique de la feuille 62
A. Déformation par un champ faible 63
B. Déformation par un champ intense 63
C. Capsule à deux plateaux 66

Page

D. Sensibilité obtenue avec E_{max} 67
E. Variation de la sensibilité avec E 69
11. Vibrations de la feuille 70
12. Capsule soumise à des radiations d'intensité modulée . . . 73
A. Capsule sphérique 73
B. Capsule plate 79
13. Fluctuations mécaniques et fluctuations électriques 82
A. Montage direct 88
B. Montage en pont 89
C. Montage hétérodyne 90
14. Tension dynamique et constante de temps thermique . . . 90

III. CONSTRUCTION ET ESSAIS 92
1. Elimination des perturbations 92
A. Variations de la température extérieurs 92
B. Variations de la pression atmosphériques 97
C. Vibrations mécaniques 97
2. Préparation des membranes 100
3. Préparation de l'absorbant 103
4. Montage avec amplificateur proportionnel 106
5. Montage en pont à fréquence musicale 111
A. Capsule 111
B. Méthode de mesure 112
C. Dispositif expérimental 117
6. Montage hétérodyne 117
A. Capsule 118
B. Montage éléctrique 118
C. Méthode de mesure 121
7. Etalonnages divers en vue des essais 123
A. Source de radiations 123
B. Constante de temps thermique 125
C. Membrane 129
8. Evaluation de la sensibilité limite des capsules réelles . . 129
9. Tableau des résultats numériques 130
10. Conclusions 130

RESUME 133

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

L'ISOMÉRIE NUCLÉAIRE UX_2–UZ

Vu et approuvé
Paris, le 10 Juin 1946
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
PAUL MONTEL

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
G. ROUSSY